Plastische Verformung auf (001)-Flächen von Silberchlorid bei Härtemessungen mit einer VICKERS-Pyramide

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften
der Geowissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard-Karls-Universität Tübingen

vorgelegt von
Dagmar Brons
aus Tübingen

1982

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41536519_0042

Plastische Verformung auf (001)-Flächen von Silberchlorid bei Härtemessungen mit einer VICKERS-Pyramide

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften
der Geowissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard-Karls-Universität Tübingen

vorgelegt von
Dagmar Brons
aus Tübingen

1982

Tag der mündlichen Prüfung:	29. Juni 1982
Dekan:	Professor Dr. J. Wendt
1. Berichterstatter:	Professor Dr. W. Bayh
2. Berichterstatter:	Professor Dr. W. v. Engelhardt

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REFO-DRUCK HANS VOGLER TÜBINGEN

Inhaltsverzeichnis

Seite

I. Einleitung und Problemstellung 1

II. Präparation des Kristallmaterials 2

III. Untersuchung von VICKERS-Eindrücken auf (001)-Flächen

III.1. Meßverfahren 5
III.2. Eindruckfläche in Abhängigkeit von der Last 7
III.3. Eindruckfläche in Abhängigkeit von Belastungsgeschwindigkeit und Verweildauer der Pyramide 11
III.4. Eindruckfläche in Abhängigkeit von der Versetzungsdichte 12

IV. Phänomenologische Deutung der Eindruckformen

IV.1. Deutung der Umrisslinien 14
IV.2. Deutung der Aufwölbungen und Gleitlinien
IV.2.1. Beschreibung der Gleitlinienmuster 16
IV.2.2. Entstehung der Gleitlinienmuster 19

V. Versetzungstheoretische Deutung der Eindruckvorgänge 26

V.1. Sichtbarmachen der Versetzungsstruktur durch Ätzen 26
V.2. Spannungsoptische Untersuchungen 35
V.2.1. Grundlagen der Spannungsoptik 36
V.2.2. Spannungsfeld von Stufenversetzungen 40
V.2.3. Spannungsfeld von Schraubenversetzungen 46
V.2.4. Experimentelle Beobachtungen 49
V.2.5. Spannungsoptische Wirkung von Stufenversetzungen 51
V.2.6. Spannungsoptische Wirkung von Schraubenversetzungen 59
V.2.7. Deutung der übrigen Doppelbrechungsfiguren 66

Seite

V.3. Wechselwirkungen zwischen den Versetzungen während des Eindruckvorgangs 70

V.3.1. Versetzungsreaktionen 71

V.3.1.1. Reaktionen zwischen den Versetzungen der "45°"-Gleitrichtungen 74

V.3.1.2. Reaktionen zwischen den Versetzungen der "90°"-Gleitrichtungen 77

V.3.1.3. Reaktionen zwischen den Versetzungen der "45°"- und "90°"-Gleitrichtungen 78

V.3.2. Sprungbildung 82

VI. Einfluß der Deformationsvorgänge auf die VICKERS-Härte 84

VII. Zusammenfassung 89

VIII. Literaturverzeichnis 92

I. Einleitung und Problemstellung

Die Härte ist definiert als Widerstand eines Materials gegen bleibende Verformung. An kleinen Kristallproben kann sie mittels des Eindruckverfahrens nach VICKERS bestimmt werden. Hierbei wird eine flache Diamantpyramide mit quadratischem Grundriss mit einer bestimmten Last L in die zu prüfende Kristallfläche eingedrückt. Nach der Entlastung wird die Diagonale d des quadratischen Grundrisses des Eindrucks ausgemessen und daraus die erzeugte Eindruckfläche F berechnet. Da der Öffnungswinkel der Pyramide 136° beträgt, ergibt sich aus den geometrischen Verhältnissen

$$F = d^2/2 \cdot \sin 68^{\circ}. \qquad (1)$$

Üblicherweise wird die VICKERS-Härte als Last pro erzeugte Eindruckfläche angegeben:

$$H_V = L/F = 1{,}854\ L/d^2. \qquad (2)$$

Da die Pyramide geometrisch ähnliche Eindrücke erzeugt, wird vielfach angenommen, daß diese Größe, entsprechend dem KICKschen Ähnlichkeitsgesetz (1), für ein bestimmtes Material konstant, d.h. unabhängig von der Last ist. Frühere Messungen an nichtmetallischen Einkristallen (v.ENGELHARDT und HAUSSÜHL (2), BRONS (3), BRAUNE (4)), sowie zahlreiche Untersuchungen an Metallen (BÜCKLE (5), MOTT (6)) ergaben jedoch, daß die hieraus folgende Proportionalität zwischen Last und Eindruckgröße nur selten erfüllt ist. Untersuchungen an Einkristallflächen von Thenardit (Na_2SO_4) (3) und Alkalihalogeniden (4) zeigen außerdem, daß die Eindruckform erheblich von der quadratischen Grundform abweichen kann. Um dieses Verhalten zu verstehen, ist es notwendig, die Vorgänge beim Eindringen der VICKERS-Pyramide in eine Kristalloberfläche genauer zu untersuchen.

Für die Entstehung eines bleibenden Eindrucks in einer Kristalloberfläche ist das plastische Verhalten des betreffenden

Materials maßgebend. Deshalb müssen plastische Prozesse wie Gleiten, Fließen, Kriechen, Verfestigung und deren Zusammenhang mit Versetzungsdichte, -wanderung, -vervielfachung und -reaktionen in die Untersuchungen einbezogen werden.

Als Untersuchungsmaterial wurden AgCl-Einkristalle gewählt. Diese Kristallart besitzt die einfache NaCl-Struktur und weist - im Gegensatz zu den Alkalihalogeniden - Eigenschaften auf, die für die Untersuchungen dieser Arbeit wesentlich sind: nämlich hohe Plastizität bei fehlender Spaltbarkeit nach {100}. Letztere erschwert erfahrungsgemäß die Deutung plastischer Vorgänge.

II. Präparation des Kristallmaterials

Für die Untersuchungen wurden AgCl-Einkristalle der Fa. KORTH, Kiel, verwendet. Diese Kristalle waren aus der Schmelze gezogen und mechanisch zu Zylindern (25 x 25 mm) abgedreht worden. Um die für die Messungen erforderlichen Kristallstücke und -flächen {100} und {110} zu erhalten, mußten diese Zylinder zunächst orientiert und dann parallel zu den gewünschten Flächen bearbeitet werden.

Die Orientierung des Kristalls mit röntgenographischen Methoden ist wegen der hohen Strahlungsempfindlichkeit des AgCl und der damit verbundenen Strahlenschädigung nicht möglich. Sie erfolgte deshalb nach einem zerstörungsfreien Verfahren von ZERFOSS und DAVISSON (7), das auf dem epitaktischen Aufwachsen von NaCl auf AgCl parallel den Flächen {100} beruht.

Die Herstellung orientierter Kristalloberflächen erwies sich wegen der hohen Plastizität des Kristallmaterials als problematisch. So durften die Kristalle niemals fest angefasst oder gegen die Unterlage gedrückt werden, wenn Verformungen vermieden werden sollten. Auch war es nicht möglich, Flächen mechanisch anzuschleifen oder zu polieren, weil dabei Schleifkörner in großer Zahl in das weiche Material gedrückt wurden. Ebensowenig konnten eben geschliffene und aufgerauhte Glasplatten als Schleifgrund benützt werden, weil sich aus diesen dauernd Glassplitter lösten und in den Kristall eindrangen.

Als schonendstes Verfahren für die Herstellung kristallographisch orientierter Flächen erwies sich schließlich die chemische Ätzpolitur. Hierzu wurde ein Poliertuch der Fa. WINTER auf einer ebenen Rotationsscheibe befestigt und mit einer 4%-igen wässrigen KCN-Lösung befeuchtet. Auf dieser Scheibe, die sich mit geringer Geschwindigkeit drehte, wurde der Kristall unter ständigem, aber langsamen Zutropfen der Lösung vorsichtig orientiert abgeätzt. So konnten Flächen erhalten werden, deren Randgebiet zwar geringfügig gewölbt,

deren Mittelbereich aber eben gestalten war. Nach der Behandlung mit der KCN-Lösung wurden die Kristalle gründlich mit destilliertem Wasser abgespült.

Unter dem Auflichtmikroskop konnte auf den so behandelten Flächen ein dünner Belag mit anisotropem Reflexionsvermögen festgestellt werden. Außerdem zeigten sich feine, durch die Fasern des Poliertuchs erzeugte Kratzer. Anlagerungsschicht und Kratzer konnten entfernt werden, indem der Kristall mehrere Sekunden lang in einer Polierflüssigkeit geschwenkt wurde. Diese bestand aus einem Gemisch von jeweils 1 Teil einer 3N-$Na_2S_2O_3$- und 1 Teil einer 1N-KBr-Lösung. Nach der Politur wurde der Kristall erneut gründlich mit destilliertem Wasser abgespült und schließlich getrocknet.

Für mikroskopische Untersuchungen und Härtemessungen im Auflicht und Durchlicht waren planparallele Kristallscheibchen erforderlich. Diese wurden mit einer Fadensäge hergestellt, deren Faden ständig eine Wanne mit frischer $Na_2S_2O_3$-Lösung durchlief. Die durch Sägen erzeugte Fläche wurde dann ebenfalls poliert. Für die Messungen wurden die Kristallscheibchen mit Kanadabalsam auf Glasobjektträger aufgeklebt. Sekunden- oder Kontaktkleber waren hierfür unbrauchbar, da sie den Kristall erheblich verzerrten - erkennbar an der auftretenden Spannungsdoppelbrechung.

III. Untersuchung von VICKERS-Eindrücken auf (001)-Flächen

III.1. Meßverfahren

Um das plastische Verhalten von AgCl beim Eindringen der VICKERS-Pyramide kennenzulernen, wurden auf (001)-Flächen von AgCl mit dem Mikrohärteprüfer MHP der Fa. Carl ZEISS, Oberkochen, Eindrücke in Abhängigkeit von der Belastung hergestellt.

Das Belastungssystem des MHP arbeitet mit Federkraft, sodaß es möglich ist, die Belastung von 0 bis 200 p stufenlos zu variieren. Die Lastaufbringung erfolgt per Hand über den Feintrieb des Mikroskops. Dieser verschiebt den Objekttisch nach oben und drückt so die zu untersuchende Probe gegen die VICKERS-Pyramide. Der Lastanstieg kann dabei über ein elektronisches Anzeigegerät verfolgt werden. Die Gebrauchsanleitung des MHP gibt für die Last eine Einstellgenauigkeit von $\pm$ 5 °/oo an.

Da die Skalen am Anzeigegerät des MHP in Pond geeicht sind, wird in der vorliegenden Arbeit an dieser Bezeichnung festgehalten. Für die Umrechnungen in das SI-System gelten folgende Beziehungen:

$$1 \text{ kp} = 9{,}81 \text{ N},$$
$$1 \text{ p} = 9{,}81 \cdot 10^{-3} \text{ N},$$
$$1 \text{ kp/mm}^2 = 9{,}81 \cdot 10^{6} \text{ N/m}^2.$$

Für die Messungen wurde jeweils die zu prüfende Kristalloberfläche in die Horizontallage justiert und gedreht, bis der gewünschte Winkel zwischen den Kanten der Eindruckpyramide und den kristallographischen Hauptachsen des Kristalls eingestellt war. Um eine etwaige Abhängigkeit der Eindruckform von der Orientierung feststellen zu können, lagen die Pyramidenkanten entweder parallel (0°-Orientierung) oder unter einem Winkel von 45° (45°-Orientierung) zu den Würfelkanten.

Für jede Belastung wurden 10 Eindrücke hergestellt und in der Differential-Interferenz-Kontrastierung (DIK-Verfahren) nach NOMARSKI im Grau I. Ordnung vermessen. Hierbei wurden beide Diagonalen eines jeden Eindrucks je 10-mal ausgemessen. Der Fehler bei der Ausmessung der Diagonalenlänge betrug unter konstanten Beobachtungsbedingungen zwischen ± 0,1 und ± 0,2 µm.

Ein weiterer Fehler in der Messung der Diagonalenlänge ist durch das Auflösungsvermögen des Mikroskops gegeben. Die kleinste, im Auflichtmikroskop auflösbare Länge Δl ist nach der Theorie von ABBE bei voller Ausleuchtung des Objektivs gleich $\lambda/2 \cdot A_{Obj.}$, wobei λ die Wellenlänge des benutzten Lichts und $A_{Obj.}$ die auf dem Objektiv vermerkte numerische Apertur ist. Für den MHP wird die numerische Apertur des Objektivs mit 0,9 angegeben. Da aber zur besseren Ausleuchtung und Kontrastierung der Eindrücke die Aperturblende auf ca. 1/3 der Objektivapertur abgestimmt wurde, liegt die wirksame numerische Apertur bei 0,3. Wegen der hohen Lichtempfindlichkeit des AgCl (Maximum bei λ = 365 nm) wurde zum Schutz des Kristalls der kurzwellige Anteil des Lichts mit dem Gelbfilter GG 14, das für Wellenlängen kleiner 480 nm undurchlässig ist, ausgefiltert. Bei einer mittleren Wellenlänge von 630 nm beträgt somit die Auflösungsgrenze Δl ca. 1 µm.

Diese Auflösungsgrenze wirkt sich nach AINSWORTH (8) auf die Messung der Diagonalenlänge wie folgt aus: Nimmt man eine ideal quadratische Grundform an, so können die Ecken dieses Eindrucks nur auf Δl aufgelöst werden (Abb.1). Dies bedeutet, daß die gesamte Diagonalenlänge systematisch um Δl = 1 µm zu klein gemessen wird. Nach Gl.(1) ist $F = const \cdot d^2$. Hieraus ergibt sich für den prozentualen Fehler die Beziehung

$$\frac{\Delta F}{F} \; 100\% = \frac{2}{d} \; 100\%. \qquad (3)$$

Für Diagonalenlängen von 10 µm bzw. 100 µm beträgt somit der systematische Fehler nach Gl.(3) 20% bzw. 2%.

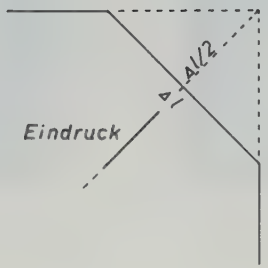


Abb.1: Ecke eines Eindrucks: Auswirkung der Auflösungsgrenze des Mikroskops (Δl) auf die Diagonalenmessung. An jeder Ecke des Eindrucks wird die Diagonalenlänge um $\Delta l/2$ zu klein gemessen.

Während der Versuchsreihen wurde die Luftfeuchtigkeit (70% rel. Feuchte) und die Temperatur (21°C) konstant gehalten. Um den Einfluß von Erschütterungen möglichst gering zu halten, wurde der MHP auf einen schweren Sockel mit Schwingungsdämpfern (Waagensockel) gestellt.

III.2. Eindruckfläche in Abhängigkeit von der Last

In einer ersten Versuchsreihe wurde die Eindruckfläche in Abhängigkeit von der Last bei konstanter Belastungsgeschwindigkeit der Pyramide von 1p/s gemessen. Bei Belastungen größer 40 p ergaben sich Diagonalenlängen größer als 120 µm. Diese konnten mit dem zur Verfügung stehenden Meßsystem nicht mehr erfasst werden.

Abb.2 zeigt die Ergebnisse. Der relative mittlere Fehler der Einzelmessung, angedeutet durch Fehlerbalken, sinkt von ± 2% bei 1 p auf ± 0,5% bei 40 p. Er ist im wesentlichen auf Eindruckvergrößerungen infolge unvermeidbarer Erschütterungen während der Lastaufbringung zurückzuführen.

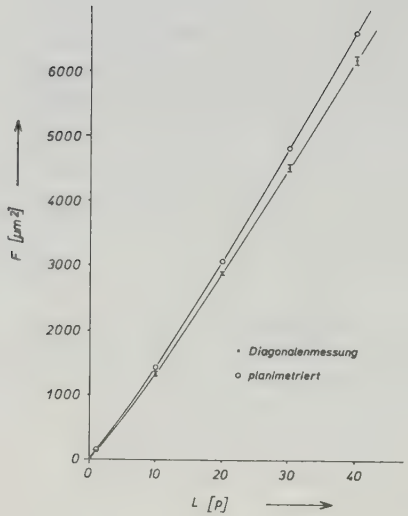
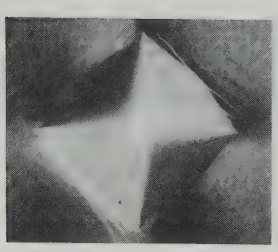


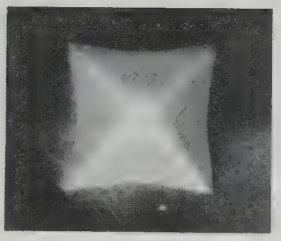
Abb.2: Eindruckfläche F von Eindrücken in 0^{o}-Orientierung in Abhängigkeit von der Belastung L; Belastungsgeschwindigkeit ca. 1 p/s; Dauer der maximalen Belastung <1 s. Die Fehlerbalken geben den mittleren Fehler der Einzelmessung an.

Aus Abb.2 ergibt sich eine überproportionale Zunahme der Eindruckfläche und damit nach Gl.(2) formal eine Abnahme der VICKERS-Härte mit zunehmender Belastung.

Nach Abb.3 weicht der mit der VICKERS-Pyramide erzeugte Eindruck merklich von der quadratischen Grundform ab. Um nachzuprüfen, ob die nichtlineare Abhängigkeit der Eindruckfläche von der Last möglicherweise durch diese Verzerrung des Grundrisses verursacht wird, mußte die wahre Eindruckfläche bestimmt werden. Hierfür galt es zuerst festzustellen, ob nicht



a)



b)

Abb.3: Eindruckform auf (001) von AgCl in Abhängigkeit von der Orientierung der Pyramidenkanten zu den vierzähligen Kristallachsen: a) 0°-Orientierung (d = 95 µm), b) 45°-Orientierung (d = 100 µm); Belastung 30 p. Die Bildkanten liegen parallel ⟨100⟩.

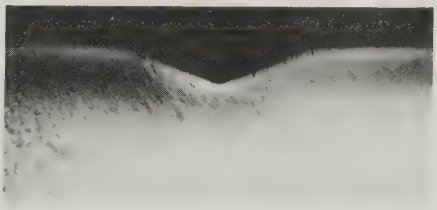


Abb.4: Schnitt durch die Eindruckseiten eines VICKERS-Eindrucks, entsprechend Abb.3a.

nur der Grundriss, sondern auch der Querschnitt des Eindrucks Abweichungen von der Geometrie der VICKERS-Pyramide aufweist. Dies ist offenbar nicht der Fall, denn wie ein Schnitt durch einen VICKERS-Eindruck zeigt (Abb.4), werden durch die VICKERS-Pyramide ebene Eindruckflächen erzeugt, die genau den von der Pyramide aufgeprägten Winkel von 136° einschliessen. Damit ist auch nachgewiesen, daß elastische Rückverformungen, die sich bei Gläsern und Kunststoffen häufig auf Eindruckflächen und -tiefen auswirken, bei AgCl keine Rolle spielen.

Die wahre Eindruckfläche wurde folgendermaßen bestimmt: Zuerst wurden die VICKERS-Eindrücke photographiert und die stark vergrößerten Reproduktionen planimetriert. Die so gewonnenen Inhalte der Projektionsebenen wurden dann noch mit dem Faktor $1/\sin 68^{\circ} = 1{,}0785$ multipliziert.

Als Beispiel ist in Abb.2 eine so korrigierte Kurve für Eindrücke in 0°-Orientierung eingezeichnet. Ersichtlich wird durch die Flächenkorrektur die Kurve zu höheren F-Werten (Flächenzunahme ca. 6%) hin verschoben, aber nicht begradigt.

Führt man dieselbe Korrektur für Eindrücke in 45°-Orientierung durch, ergeben sich Flächeninhalte, die niedriger liegen als die aus den Diagonalenmessungen berechneten (Tab.1). Aus dieser Tabelle folgt, daß bei nichtquadratischem Grundriss der Eindruckfläche der wahre Flächeninhalt empfindlich von der Orientierung der Pyramide abhängt und der aus Diagonalenmessungen gewonnene Wert entweder zu hoch oder zu niedrig liegt. Soll die Abhängigkeit der Eindruckfläche von der Orientierung richtig wiedergegeben werden, müssen deshalb die Eindruckflächen durch Planimetrieren und nicht aus Diagonalenmessungen bestimmt werden. Für Messungen bei konstanter Orientierung kann jedoch - um den Arbeitsaufwand in Grenzen zu halten - die Diagonalenmessung beibehalten werden.

Tab.1: Eindruckflächen (in $(\mu m)^2$) von Eindrücken (30 p) auf (001) von AgCl in Abhängigkeit von der Orientierung der Pyramidenkanten zu den vierzähligen Kristallachsen.

Orientierung d. Pyramide	Eindruckfläche in $(\mu m)^2$	
	planimetriert	Diagonalenmessung
0°	5499	4847
45°	4934	5394

III.3. Eindruckfläche in Abhängigkeit von Belastungsgeschwindigkeit und Verweildauer der Pyramide

In zwei weiteren Versuchsreihen wurde der Einfluß von Kriecherscheinungen auf die Abhängigkeit zwischen Last und Eindruckfläche untersucht. Aus Abb.5 folgt, daß die Eindruckfläche von der Geschwindigkeit abhängt, mit der die Belastung über die Pyramide auf den Kristall aufgebracht wird; und zwar nimmt die Eindruckfläche ab, wenn die Belastungsgeschwindigkeit größer wird. Außerdem nimmt die Eindruckfläche mit der Verweildauer der Pyramide in der Oberfläche zu.

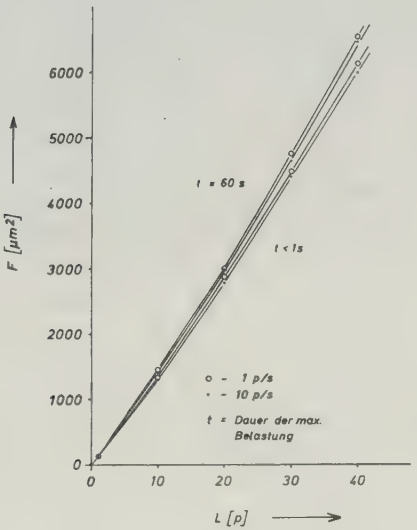


Abb.5: Einfluß der Belastungsgeschwindigkeit der Pyramide (in p/s) und der Dauer der maximalen Belastung t (in s) auf die Abhängigkeit zwischen Last und Eindruckfläche. Die beiden unteren Kurven wurden bei t < 1 s, die beiden oberen bei t ca. 60 s erhalten.

Der relative mittlere Fehler der Einzelmessung nimmt mit Zunahme der Geschwindigkeit ab. Bei 10 p Belastung beträgt er bei einer Geschwindigkeit von 1 p/s ± 1,6%, bei 10 p/s nur noch ± 0,8%. Dies weist darauf hin, daß mit abnehmender Dauer des Kontaktes zwischen Pyramide und Kristall der Einfluß der Erschütterungen zurückgeht.

III.4. Eindruckfläche in Abhängigkeit von der Versetzungsdichte

In einer letzten Versuchsreihe wurde der Einfluß der Versetzungsdichte auf die Eindruckgröße bei verschiedenen Lasten geprüft. Die Versetzungsdichte wurde nach einem später be-

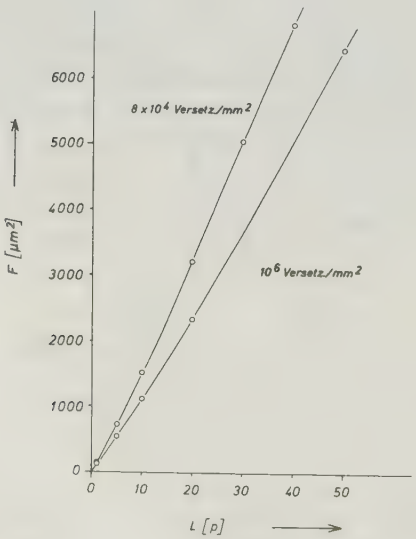


Abb.6: Einfluß der Versetzungsdichte auf die Abhängigkeit zwischen Last und Eindruckfläche

schriebenen Verfahren durch Anätzen und Auszählen der Versetzungsausstichpunkte an der Kristalloberfläche bestimmt. Wie die Kurven in Abb.6 zeigen, nimmt die Eindruckgröße mit zunehmender Versetzungsdichte erheblich ab. Hieran erkennt man den Einfluß, den Versetzungen auf die plastischen Vorgänge während des Eindringens der VICKERS-Pyramide in die Kristalloberfläche haben. Bevor jedoch auf diese Einflüsse näher eingegangen werden kann, müssen zuerst diese plastischen Vorgänge gedeutet werden.

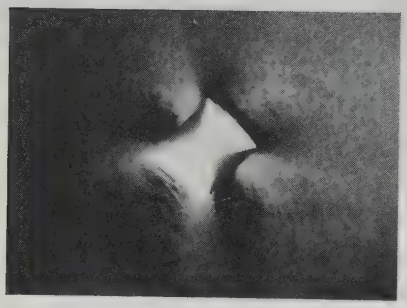
IV. Phänomenologische Deutung der Eindruckformen

IV.1. Deutung der Umrisslinien

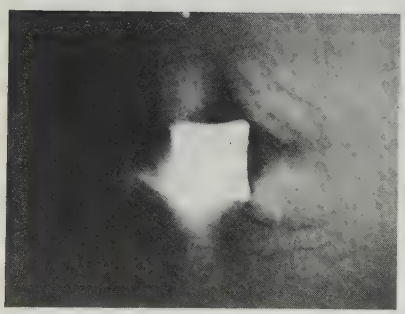
Im folgenden wird die Ursache des Abweichens der Umrisslinien (Abb.3) von der quadratischen Grundform diskutiert. Bei Untersuchungen an Thenardit (3) und Alkalihalogeniden (4) ergab sich, daß in diesen Fällen die Abweichungen der Umrisslinien von der quadratischen Grundform durch Materialtransport und Aufwölbung im Eindruckbereich verursacht werden. Mit Hilfe des DIK-Verfahrens, das bei LANG (9) und GAHM (10) ausführlich beschrieben ist, kann man zeigen, daß diese Deutung auch für AgCl zutrifft.

Abb.7 gibt Eindrücke in 0°- und 45°-Orientierung und deren Umgebung im Grau I. Ordnung wieder. Die beim Eindringen der VICKERS-Pyramide durch Materialverschiebung erzeugten Gleitlinien, die im einzelnen aus einer Vielzahl von Gleitstufen bestehen, sind deutlich sichtbar. Eine Analyse der Interferenzfarbenfolge ergibt, daß die Gleitlinien in Bereichen konzentriert sind, in denen das Kristallmaterial hügelförmig aufgewölbt ist. Die Hügelkämme verlaufen unabhängig von der Orientierung der VICKERS-Pyramide stets in den Richtungen ⟨110⟩. Denkt man sich in Abb.7 die Umgebung der Eindrücke von rechts oben beleuchtet, so liefert die Verteilung der hellen und dunklen Linien und Flächenbereiche ein plastisches Bild von den durch Materialtransport erzeugten Aufwölbungen.

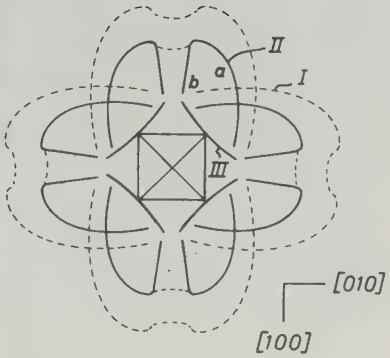
Wird aufgeschobenes Material durch eine Pyramide mit quadratischem Grundriss angeschnitten, so ergeben sich Umrisslinien, wie sie in Abb.3 besonders gut erkennbar sind. In 0°-Orientierung enden die Hügelkämme jeweils in der Mitte einer Pyramidenseite. Dort, am Ort der höchsten Aufwölbung, weicht deshalb die Umrisslinie am stärksten von der quadratischen Grundlinie ab. In 45°-Orientierung liegen die Hügelkämme in Fortsetzung der Diagonalen der VICKERS-Pyramide. Dies führt dazu, daß die Diagonalen des Eindrucks länger sind als die der quadratischen Grundform. Diese Ergebnisse



a



b



c

Abb.7: Gleitlinien und Aufwölbungen in der Umgebung von Eindrücken auf (001)-Flächen von AgCl; Belastung 5 p; Bildkanten liegen parallel ⟨100⟩;
a) 0°-Orientierung (d = 37 µm),
b) 45°-Orientierung (d = 39 µm),
c) schematische Darstellung der Gleitlinienanordnung:
Muster I = Kleeblattmuster,
Muster IIa = vergröberte Gleitlinien des Musters I,
IIb = neugebildete Gleitlinien,
Muster III = Gleitlinien nach Art eines kissenförmig verzeichneten Quadrats angeordnet, später nur noch als "kissenförmig verzeichnetes Quadrat" bezeichnet.

zeigen, daß die beobachteten Eindruckformen nicht - wie häufig bei Eindrücken in Gläsern und Kunststoffen angenommen wird - auf elastische Rückfederung des Materials zurückzuführen sind.

IV.2. Deutung der Aufwölbungen und Gleitlinien

IV.2.1. Beschreibung der Gleitlinienmuster

Die beobachteten Aufwölbungen sind auf plastische Vorgänge während des Eindringens der VICKERS-Pyramide in die Kristalloberfläche zurückzuführen. Solche Vorgänge werden durch Gleitlinien, die um den Eindruck herum angeordnet sind, angezeigt. Deshalb ist es zweckmäßig, zuerst das den Eindruckvorgang begleitende Gleitlinienmuster und dessen zeitliche Veränderungen, sowie den Zusammenhang zwischen Gleitlinienmuster und Gleitsystemen zu untersuchen, bevor auf den Eindruckvorgang selbst eingegangen wird.

Die DIK-Analyse der Abbn. 7a und 7b ergibt eine Anordnung der Gleitlinien, wie sie in Abb. 7c schematisch dargestellt ist. Drei Muster sind zu unterscheiden: Muster I besteht aus Gleitlinien nach Art eines vierblättrigen Kleeblatts. Die Blattmedianen liegen parallel den kristallographischen Hauptachsen. Die Blätter überlappen sich in Richtung ⟨110⟩. Dem Kleeblattmuster ist ein lappenförmiges Gebilde - Muster II - überlagert. Beide Muster werden nahe dem Eindruck von starken Gleitstufen, die zum Eindruck hin abfallen, durchschnitten. Diese Gleitstufen bilden ein an den Ecken offenes Quadrat mit Seiten parallel ⟨110⟩, das kissenförmig verzeichnet ist (Muster III). Die Gleitlinien des Musters II gehen von den offenen Ecken des kissenförmig verzeichneten Quadrats aus. Sie verlaufen zunächst geradlinig nach außen (Muster IIb in Abb.7c), biegen dann zu den Seiten des Quadrats hin um (Muster IIa) und enden schließlich vor den Gleitstufen des Musters III. Im Bereich IIa verlaufen die Gleitlinien parallel zu denen des Musters I. Das DIK-Bild der Abbn. 7a und 7b

zeigt, daß jeweils zwei sich überkreuzende Lappen eine Aufwölbung bilden.

Aus dem zeitlichen Ablauf der Gleitlinienbildung ergibt sich, daß zuerst das Gleitlinienmuster I entsteht. Mit zunehmender Belastung vergröbern die Gleitlinien dieses Musters mit Ausnahme der Teile, die im Bereich der Blattmedianen liegen. Zugleich entstehen neue Gleitlinien, die zusammen mit den vergröberten Teilen des Musters I das Muster II bilden. Das Muster III entsteht immer nur in nächster Nachbarschaft des Eindrucks und unabhängig von den Mustern I und II.

Die Anordnung der Gleitlinien hängt, wie aus den Abbn. 7a und 7b hervorgeht, nicht von der Orientierung der VICKERS-Pyramide ab. Hieraus folgt, daß die beobachteten Gleitlinienbilder stets durch dieselben Gleitelemente verursacht werden.

Bei allen Kristallen vom NaCl-Typus ist $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ primäre Gleitrichtung. Als Gleitebene wird meistens die $\{110\}$-Fläche bevorzugt (z.B. LiF, NaCl, MgO). Es gibt aber auch einige Kristalle (PbS, PbTe), in denen ausschließlich $\{001\}$-Flächen als Gleitebenen wirksam sind, und andere (KBr, KJ), in denen die Gleitung sowohl auf $\{110\}$- als auch auf $\{001\}$-Flächen erfolgt. AgCl nimmt insofern eine Sonderstellung ein, als hier bei Zimmertemperatur für die Translation alle Ebenen gleichberechtigt sind, die tautozonal zur Gleitrichtung liegen. Diese Gleitart ist vom α-Fe her bekannt und wird Büschelgleitung genannt (engl. pencil-glide), NYE (11).

Nach BUERGER (12), MÜLLER (13) und GILMAN (14) nimmt die Bevorzugung der $\{001\}$-Gleitung vor der $\{110\}$-Gleitung mit der Polarisierbarkeit der Gitterbausteine zu. Außer der Polarisierbarkeit dürfte jedoch bei AgCl auch der relativ hohe kovalente Bindungsanteil eine Rolle spielen.

Für die Entstehung der Gleitlinien und Aufwölbungen kommen nur solche $\langle 110 \rangle$-Gleitrichtungen in Betracht, deren Gleitvektor eine Komponente senkrecht zur Oberfläche hat. Bezogen

auf die Eindruckfläche (001) sind dies die Richtungen [101], [011], [$\bar{1}$01] und [0$\bar{1}$1], deren Projektionen auf (001) mit den Richtungen [100], [010], [$\bar{1}$00] und [0$\bar{1}$0] zusammenfallen. Da letztere zugleich den Richtungen der Blattmedianen des Musters I entsprechen, ist somit der Zusammenhang zwischen "Kleeblatt"-Muster und den oben genannten Gleitrichtungen hergestellt. Aus der Form der Gleitlinien des Musters I folgt, daß in Einklang mit den Untersuchungen von NYE (11) keine bevorzugten Gleitebenen existieren.

Das Zustandekommen des Musters II ist schwieriger zu erklären. Charakteristisch für seine Entstehung ist die Vergröberung der Gleitlinien des Musters I seitlich der Blattmedianen (Abb.7c, IIa) und das Auftreten neuer Gleitlinien (IIb), die die Bereiche begrenzen, in denen in der Folge kein nennenswerter Materialtransport und keine Vergröberung der Gleitlinien mehr stattfindet.

Die Vergröberung der Gleitlinien mit zunehmender Verformung deutet auf ein Anwachsen der Gleitflächendichte in diesen Bereichen hin. Hierfür ist nach GILMAN und JOHNSTON (15) das Mehrfach-Quergleiten (engl. multiple-cross-glide) von Schraubenversetzungen verantwortlich. Die zur Mehrfach-Quergleitung führenden Teilprozesse sind in Abb.8 dargestellt: Zunächst bewegt sich ein Teil einer Schraubenversetzungslinie aus ihrer Gleitebene heraus in eine dazu parallele Netzebene (Abb.8a). Die zwischen den benachbarten Gleitebenen verlaufenden Teile dieser Versetzungslinie werden als Sprünge bezeichnet. Diese sind in Fortschreitungsrichtung der Schraubenversetzungslinie nahezu unbeweglich. Von ihnen gehen deshalb mit zunehmender Verformung neue Versetzungslinien aus (Abb.8b). Jede so gebildete Versetzungslinie kann nun wiederum quergleiten und sich dadurch vervielfachen (Mehrfach-Quergleiten). Da sich die vergröberten Gleitlinien aus denjenigen des Musters I entwickeln und bei dem Vervielfachungsprozess der BURGERS-Vektor der Versetzungslinien erhalten bleibt, sind die Gleitlinienmuster I und II auf dieselben Gleitrichtungen zurückzuführen.

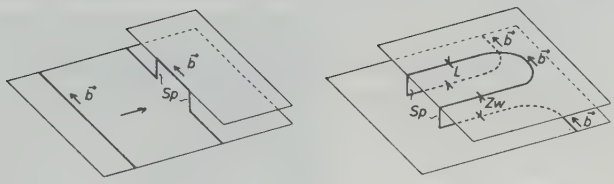


Abb.8: a) Quergleiten einer Schraubenversetzung; $\vec{b}$ = BURGERS-Vektor; Sp = Sprünge (engl. jogs);
b) Von den Sprüngen ausgehende, neue Versetzungslinien mit Stufen- und Schraubenkomponenten; L = Leerstellen; Zw = Zwischengitterionen.

IV.2.2. Entstehung der Gleitlinienmuster

Um in einem Kristall plastische Verformung hervorzurufen, muß durch die VICKERS-Pyramide in den Gleitsystemen eine bestimmte Schubspannung erzeugt werden. Diese ist der in der Gleitebene in Gleitrichtung wirkenden Kraftkomponente proportional. Bei AgCl ist wegen des Büschelgleitens nur die Kraftkomponente in Gleitrichtung von Bedeutung.

Beim Eindruckverfahren wird die Pyramide mit einer bestimmten Last gegen die (001)-Fläche des Kristalls gedrückt und in Richtung der deformierenden Kraft, d.h. parallel $[00\bar{1}]$, in den Kristall geschoben. Für den Beginn der Verformung, d.h. für eine erste Beanspruchung der Büschelgleitsysteme im Randbereich der Berührungsfläche zwischen Pyramide und Kristall, ist die Kraftkomponente senkrecht zu den Pyramidenflächen maßgebend: Nur solche Gleitrichtungen werden zunächst beansprucht, für die der Winkel mit der Kraftkomponente kleiner 90° ist. Hauptsächlich werden dabei durch die in die (001)-Fläche eindringende Pyramide Gleitrichtungen betätigt, die unter 45° zur $[00\bar{1}]$-Richtung orientiert sind. Zu diesen "45°"-Gleitrichtungen gehören $[10\bar{1}]$, $[01\bar{1}]$, $[\bar{1}0\bar{1}]$ und $[0\bar{1}\bar{1}]$.

Daneben werden auch Gleitrichtungen beansprucht, die parallel zur Oberfläche verlaufen. Zu diesen "90°"-Gleitrichtungen gehören $[110]$, $[\bar{1}10]$, $[\bar{1}\bar{1}0]$ und $[1\bar{1}0]$. Diese acht Richtungen seien im folgenden als primär beanspruchte, kurz primäre Gleitrichtungen bezeichnet.

Um die Wirksamkeit der primären Gleitrichtungen nachzuweisen, wurden VICKERS-Eindrücke auf (001) nahe der Kristallkante zur (100)- bzw. (110)-Fläche hergestellt und die Deformationsstrukturen auf diesen drei Flächen untersucht. Die Ergebnisse sind in Abb.9 wiedergegeben.

Für die Untersuchungen mußte die Kante zwischen den oben genannten Flächen genau orientiert werden. Hierfür wurde als erstes die (001)-Fläche orientiert abgeätzt und poliert und anschließend mit einer hauchdünnen Bienenwachsschicht versehen, um sie vor weiterem Angriff zu schützen. Dann wurde die zweite gewünschte Fläche (entweder (100) oder (110)) vorsichtig abgeätzt. Nach der Politur wurde die Bienenwachsschicht entfernt.

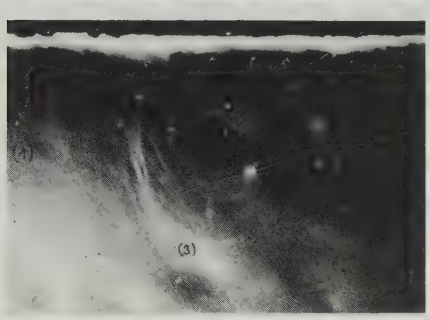
Eindrücke nahe der Kante zur (100)-Fläche (Abb.9a) bewirken Materialtransport entlang zylindrischer Gleitflächen in den Gleitrichtungen $[1\bar{1}0]$, $[110]$ und $[10\bar{1}]$. Die hierzu gehörenden Gleitlinien sind in der (100)-Fläche sichtbar (Abb.9b). Bemerkenswert ist, daß in Abb.9a die zur Materialaufschiebung parallel $[101]$ gehörenden Gleitlinien fehlen.

Entsprechend zeigt ein Eindruck nahe der Kante zur (110)-Fläche (Abb.9c), daß auf dieser Gleitlinien erzeugt werden, die Materialverschiebungen entlang zylindrischer Gleitflächen parallel den Gleitrichtungen $[110]$, $[10\bar{1}]$ und $[01\bar{1}]$ zuzuordnen sind (Abb.9d). Auch hier fehlen auf (001) die Materialaufschiebungen in den der Kante am nächsten liegenden Kristallbereichen.

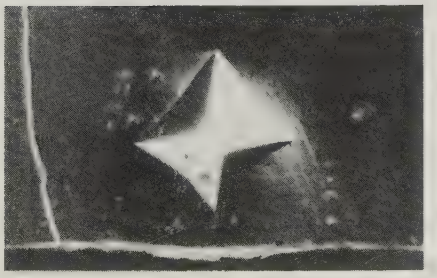
Diese Ergebnisse beweisen, daß unter geeigneten Versuchsbedingungen die primären Gleitrichtungen tatsächlich wirksam

Abb.9: VICKERS-Eindrücke auf (001) von AgCl:

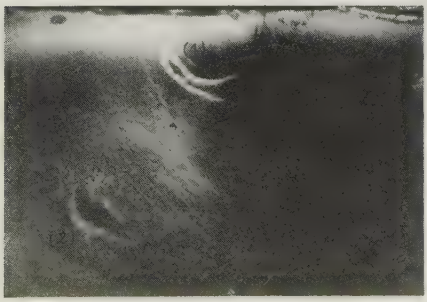
a) nahe der Kante zur (100)-Fläche (d ca. 38 µm),



b) mit Materialtransport auf (100) in den Gleitrichtungen:
$[1\bar{1}0]$ = (1),
[110] = (2),
$[10\bar{1}]$ = (3),



c) nahe der Kante zur (110)-Fläche (d ca. 60 µm),



d) mit Materialtransport auf (110) in den Gleitrichtungen:
[110] = (1),
$[10\bar{1}]$ = (2),
$[01\bar{1}]$ = (3).

werden. Vermutlich sind auch die Gleitstufen des Musters III (Abb.7) auf Materialverschiebungen parallel den "45°"-Gleitrichtungen zurückzuführen.

Die auf der Eindruckfläche beobachteten Gleitlinienmuster I und II (Abb.7) werden durch die Gleitrichtungen [101], [011], [$\bar{1}$01] und [0$\bar{1}$1] erzeugt, die mit der Richtung [00$\bar{1}$] Winkel von 135° bilden. Im folgenden ist zu klären, auf welche Weise diese sekundären oder "135°"-Gleitrichtungen überhaupt aktiviert werden können, obwohl sie mit der Richtung der einwirkenden Kraft Winkel größer 90° bilden. Hierfür benötigt man die Spannungsverteilung unter der Pyramide.

Zunächst einmal folgt aus dem Größenunterschied zwischen Eindruckfläche und Auflagefläche des Kristalls, daß die Spannung von der Pyramidenspitze zur Auflagefläche hin abnimmt, diese also inhomogen ist. Sodann kann nach MULHEARN (16) und TABOR (17) angenommen werden, daß durch die sehr flache Pyramide ein Druckspannungsfeld erzeugt wird, das in erster Näherung radialsymmetrisch verläuft (Abb.10).

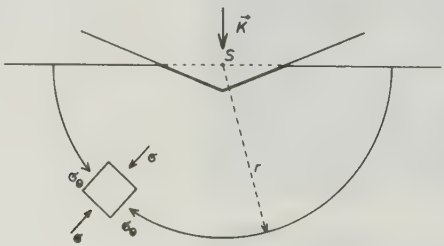


Abb.10: Modell der Druckspannungsverteilung im Eindruckbereich nach TABOR (17): Auf der Oberfläche einer Kugel vom Radius r herrscht in allen Richtungen die gleiche Spannung σ. Der Mittelpunkt S fällt mit dem Punkt des ersten Kontakts zwischen Pyramide und Kristall zusammen.

Unter der Annahme, daß die Druckspannung σ auf einer Kugeloberfläche vom Radius r konstant ist, kann der Einfluß des Spannungsfeldes auf die verschiedenen Gleitsysteme mit dem Schubspannungsgesetz nach SEEGER (18) berechnet werden. Nach diesem Gesetz ergibt sich die in den Gleitsystemen wirksame Schubspannung τ zu

$$\tau = \mu\sigma. \qquad (4)$$

μ ist der sogenannte Orientierungsfaktor, der nach Abb.11 durch die Beziehung

$$\mu = \cos\alpha \cdot \cos\beta \qquad (5)$$

gegeben ist.

Für ein radialsymmetrisches Spannungsfeld ist der Orientierungsfaktor μ ein Maß für die in den Gleitsystemen wirksamen

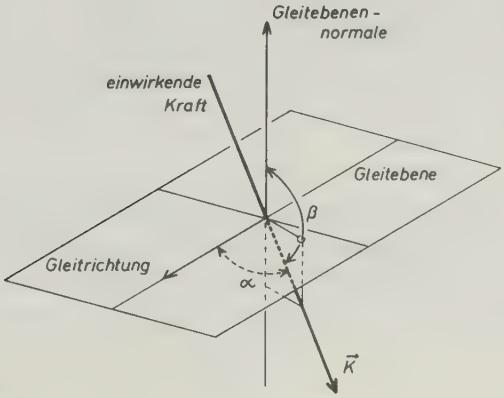


Abb.11: Zur Definition der Winkel α und β in Gl.(5); α = Winkel zwischen einwirkender Kraft $\vec{K}$ und Gleitrichtung; β = Winkel zwischen $\vec{K}$ und Gleitebenennormale. Für eine Druckbeanspruchung der Gleitsysteme gilt $\alpha < 90^\circ$; $90^\circ < \beta < 180^\circ$; $\mu < 0$.

Schubspannungen. Je größer diese Zahl μ dem Betrage nach ausfällt, desto wahrscheinlicher ist die Beanspruchung des betrachteten Gleitsystems.

Der Orientierungsfaktor μ wurde für einige Druckrichtungen innerhalb des sphärischen Dreiecks ABC (Abb.12) berechnet. Von den möglichen Gleitebenen der zu einer Druckrichtung gehörenden Büschelgleitsysteme wurden nur solche mit einfachen Indizes ({100}, {110}, {111}, {112}) in Betracht gezogen. In Tab.2 sind die primären und sekundären Gleitsysteme mit dem jeweils größten μ-Wert angegeben.

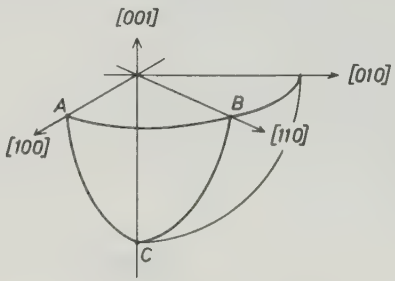


Abb.12: Sphärisches Dreieck ABC bezüglich der kristallographischen Hauptachsen des Kristalls.

Aus Tab.2 geht hervor, daß es tatsächlich Druckrichtungen gibt, für die sekundäre Gleitsysteme relativ große Orientierungsfaktoren aufweisen. Die Beanspruchung dieser Systeme ist allerdings nur durch Drucke annähernd parallel zur (001)-Oberfläche (= Eindruckfläche) möglich. Die für die [101]-Richtung ermittelten Gleitebenen ($\bar{1}01$), ($\bar{1}\bar{1}1$) und ($\bar{1}\bar{2}1$) fügen sich im übrigen gut in den entsprechenden Teil des "Kleeblatt"-Musters ein.

Auch die zu "45°"- und "90°"-Gleitrichtungen gehörenden Gleitebenen der primären Gleitsysteme mit hohen Orientierungsfaktoren passen gut zu den Gleitlinienmustern in den

Tab.2: Gleitsysteme, die bei gegebener Druckrichtung dem Betrage nach maximale Orientierungsfaktoren (μ) aufweisen.

Druckrichtung	Gleitsysteme: primäre Gleitrichtungen "45°"	"90°"	sekundäre "135°"	μ
Druck parallel zur (001)-Oberfläche				
∥ [100]	$(\bar{1}0\bar{1})/[10\bar{1}]$	$(\bar{1}10)/[110]$ $(\bar{1}\bar{1}0)/[1\bar{1}0]$	$(\bar{1}01)/[101]$	0,50 "
∥ Winkelhalb. zw. [100] u. [110]	nicht berechnet		$(\bar{1}\bar{1}1)/[101]$	0,49
∥ [110]	$(\bar{1}2\bar{1})/[10\bar{1}]$ $(\bar{2}1\bar{1})/[01\bar{1}]$	keine Beanspruch.	$(\bar{1}\bar{2}1)/[101]$ $(\bar{2}\bar{1}1)/[011]$	0,43 "
Druck unter 45° zur (001)-Oberfläche				
∥ [10$\bar{1}$]	$(\bar{2}11)/[01\bar{1}]$ $(\bar{2}\bar{1}1)/[0\bar{1}\bar{1}]$	$(\bar{1}12)/[110]$ $(\bar{1}\bar{1}2)/[1\bar{1}0]$	keine Beanspruch.	0,43 "
∥ Winkelhalb. zw. [110] u. [00$\bar{1}$]	- $(0\bar{1}0)$ $(1\bar{2}1)/[10\bar{1}]$ $(\bar{1}00)$ $(\bar{2}11)/[01\bar{1}]$	(001)/[110] - -	keine Beanspruch.	0,50 0,42 "
Druck senkrecht zur (001)-Oberfläche				
∥ [00$\bar{1}$]	$(101)/[10\bar{1}]$ $(\bar{1}01)/[\bar{1}0\bar{1}]$ $(011)/[01\bar{1}]$ $(0\bar{1}1)/[0\bar{1}\bar{1}]$	keine Beanspruch.	keine Beanspruch.	0,50 " " "

Abbn. 9b und 9d. Dies spricht dafür, daß das Modell der radialsymmetrischen Druckspannungsverteilung die Spannungsverhältnisse annähernd richtig wiedergibt.

V. Versetzungstheoretische Deutung der Eindruckvorgänge

Aus den bisherigen Ergebnissen wird deutlich, daß der Eindruckvorgang auf der (001)-Fläche von AgCl auf einer Vielzahl von gleichartigen Verformungsprozessen beruht, wobei jeder einzelne Verformungsprozess immer nach folgenden Teilprozessen abläuft: In einem ersten Teilprozess wird das Kristallmaterial durch die Pyramide entlang den primären Gleitrichtungen in den Kristall hineingeschoben und in einem zweiten unter dem Einfluß der radialsymmetrischen Druckspannung längs den sekundären Gleitrichtungen an die Kristalloberfläche transportiert. Auf welche Weise das Kristallmaterial von der primären in die sekundäre Gleitrichtung umgelenkt wird, kann durch das bisher verwendete Modell ebensowenig erklärt werden wie die Entstehung des Aufschiebungsmusters II. Da es sich um plastische Verformungen handelt, muß angenommen werden, daß hierbei Versetzungsmechanismen von großer Bedeutung sind. Um diese untersuchen zu können, ist es notwendig, die Versetzungsstruktur um den Eindruck herum sichtbar zu machen. Dies geschieht im folgenden mit Hilfe des Ätzverfahrens und durch polarisationsoptische Untersuchungen. Das in der Literatur häufig beschriebene Dekorationsverfahren konnte nicht benützt werden, da wegen des hohen Reinheitsgrades des Kristallmaterials keine zusammenhängende Dekoration von Versetzungslinien mit Ag-Teilchen erreicht werden konnte.

V.1. Sichtbarmachen der Versetzungsstruktur durch Ätzen

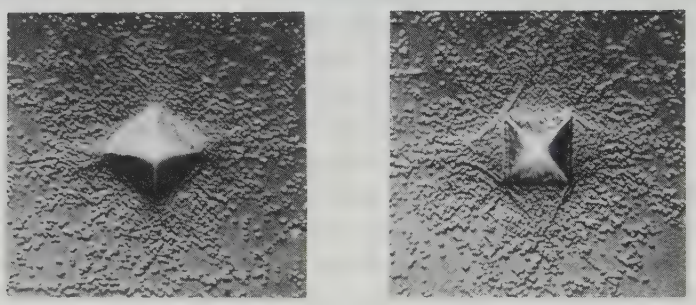
Das Ätzverfahren beruht auf einer Anätzung der Kristalloberfläche mit Ätzmitteln, die bevorzugt Ausstichpunkte von Versetzungslinien angreifen. Um die Versetzungsstruktur im Bereich von Eindrücken möglichst vollständig zu erfassen, war es notwendig, Versetzungen nicht nur auf der Eindruckfläche (001), sondern auch auf den Flächen senkrecht dazu, wie (100) und (110), sichtbar zu machen.

Ein hierfür geeignetes Ätzmittel setzt sich aus 7,5 ml 3N $Na_2S_2O_3$-Lösung, 7,5 ml 0,17N KBr-Lösung, 5 ml Pyridin und 10 ml H_2O zusammen. Außer dieser konzentrierten Lösung wurde auch eine 1:1 mit H_2O verdünnte Lösung benützt.

Für die Anätzung von {100}-Flächen genügt eine 3 Sekunden dauernde Einwirkung der verdünnten Lösung, um deutlich sichtbare Ätzfiguren zu erhalten (Abb.13). Die Ätzgruben zeigen leicht verrundete, vierzählige Pyramiden mit Seiten parallel ⟨100⟩. {110}-Flächen müssen erst 15 Sekunden lang in konzentrierter und anschließend 5 Sekunden lang in verdünnter Lösung behandelt werden. Es ergeben sich dann entsprechend der Flächensymmetrie zweizählige Ätzgruben in Form von verrundeten, rhombischen Pyramiden, siehe z.B. Abb.16d.

Bei Betrachtung unter dem Mikroskop fällt auf, daß in beiden Flächen ({001} und {110}) die Ätzgruben symmetrisch sind. Daraus folgt, daß alle angeätzten Versetzungslinien senkrecht zur Oberfläche aus dem Kristall treten. Hierin kommt zum Ausdruck, daß Versetzungslinien bestrebt sind, sich senkrecht zur Oberfläche auszurichten, um so durch Verkürzung der Länge die in ihnen gespeicherte Energie zu verringern. Über den Verlauf oder die Orientierung der Versetzungslinien in der Tiefe des Kristalls gibt die Ätzgrubenstruktur keinen Aufschluß.

Abb.13 zeigt die mit verdünnter Lösung erhaltenen Ätzstrukturen im Bereich von Eindrücken auf (001)-Flächen in 0°- und 45°-Orientierung. Aus solchen Bildern konnte die Versetzungsdichte an der Kristalloberfläche durch Auszählen der Ätzgruben bestimmt werden. Diese beträgt für ungestörte Kristallbereiche ca. $8 \cdot 10^4$ Versetzungen/mm^2, im Eindruckbereich ist sie etwa um den Faktor 10 größer. Ganz nahe der Berandung des Eindrucks ist die Dichte so groß (größer als 10^6 Versetzungen/mm^2), daß sie nicht mehr bestimmt werden konnte.



a) b)

Abb.13: Anhäufung von Ätzgruben (Versetzungen) in der Umgebung von Eindrücken auf (001) von AgCl; Belastung 5 p;
a) 0°-Orientierung; Diagonalenlängen ca. 37 µm;
b) 45°-Orientierung; Diagonalenlängen ca. 39 µm.
Die Bildkanten verlaufen parallel ⟨100⟩.

In Abb.13b findet sich die höchste Ätzgrubendichte bzw. Versetzungsdichte innerhalb eines Quadrats, dessen Seiten kissenförmig verzeichnet sind. (Ein solches Quadrat gibt es auch bei Eindrücken in 0°-Orientierung, jedoch sind dort die Seitenlinien durch den Eindruck verdeckt). Ein Vergleich der Abb.13b mit Abb.7b ergibt, daß die Begrenzung des quadratischen Bereichs genau mit den Gleitlinien des Musters III zusammenfällt. Hieraus kann geschlossen werden, daß die hohe Versetzungsdichte innerhalb des Quadrats - zumindest zum Teil - von Versetzungen herrührt, die mit "45°"-Gleitrichtungen zusammenhängen. Außerdem fällt die hohe Versetzungsdichte in den Ecken des Quadrats mit Gebieten zusammen, die in Abb.7b arm an Gleitlinien sind. Hieraus ergibt sich eine Verknüpfung eines Teils dieser Versetzungen

mit "90°"-Gleitrichtungen, da nur diese keine Gleitstufen auf der (001)-Fläche erzeugen.

Abb.14: Ausschnitte aus der Versetzungsstruktur von Eindrücken auf (001) von AgCl:
a) schwalbenschwanzförmige Versetzungsanhäufungen in Richtung ⟨100⟩; links oben ist eine Ecke des Eindrucks sichtbar; Vergr. 560x;
b) Stränge hoher Versetzungsdichte parallel ⟨110⟩; links ist eine Seite des Eindrucks sichtbar; Vergr. 490x.

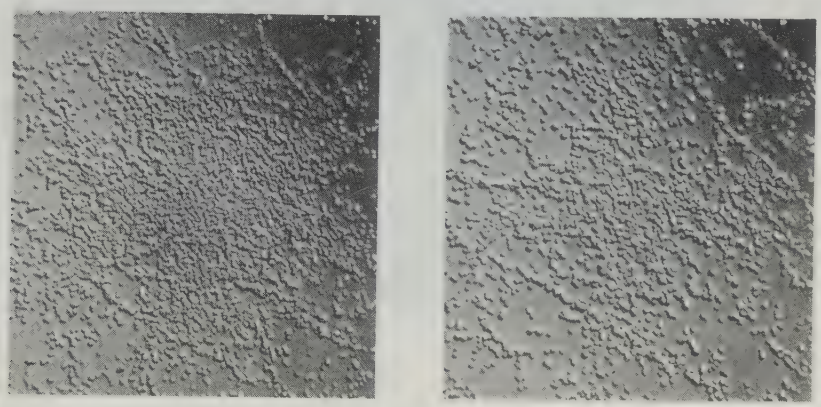
Um die Versetzungsstruktur in der (001)-Oberfläche besser sichtbar machen zu können, wurden Eindrücke bei höherer Belastung hergestellt und angeätzt (Abb.14). In Abb.14a erkennt man, daß von den offenen Ecken des Musters III Versetzungsanhäufungen in Richtung ⟨100⟩ ausgehen, die schwalbenschwanzförmig begrenzt sind. Innerhalb dieses Bereichs sind die Versetzungen auf Linien parallel ⟨110⟩, d.h. parallel den Seiten des kissenförmig verzeichneten Quadrats angeordnet. Da dieses Gebiet nach Abb.7 zugleich arm an Gleitlinien ist, kann angenommen werden, daß die Versetzungen innerhalb des Schwalbenschwanzes mit Gleitvorgängen parallel den "90°"-Gleitrichtungen zusammenhängen.

Jeweils senkrecht zu den Seiten des Quadrats verlaufen drei leicht divergierende Ätzgrubenstränge parallel zur Kristalloberfläche (Abb.14b). Der mittlere Strang verläuft parallel ⟨110⟩ und befindet sich im Überkreuzungsbereich zweier Materialaufschiebungen. Wegen des Fehlens entsprechend ausgerichteter Gleitlinien wird angenommen, daß hier Stufenversetzungen sichtbar werden, die mit "90°"-Gleitrichtungen verknüpft sind. Die zugehörigen Schraubenversetzungen liegen parallel zur (001)-Oberfläche und sind deshalb nicht sichtbar.

Die beiden seitlichen Stränge fallen ungefähr mit den Bereichen zusammen, in denen die äußeren Gleitlinien der Muster I und IIa (Abb.7) enden. Am Ende einer jeden auslaufenden Gleitstufe sitzen die Versetzungslinien, die diese Gleitstufe erzeugt haben. Es liegt deshalb nahe, die seitlichen Stränge Versetzungen zuzuordnen, die entlang den "135°"-Gleitrichtungen Materialaufschiebungen bewirken.

Um die Versetzungsstruktur in die Tiefe hinein verfolgen zu können, wurde ein 0°-Eindruck (Abb.13a) wiederholt poliert und angeätzt. Wie aus Abb.15 hervorgeht, nimmt die Versetzungsdichte unterhalb des Eindrucks rasch ab. Da Versetzungslinien nicht im Kristall enden können, folgt hieraus, daß die hier sichtbar gemachten Versetzungen Halbschleifen dar-

stellen. Aufgrund der hohen Versetzungsdichte war es nicht möglich, die Versetzungslinien einzeln in den Kristall hinein zu verfolgen und aus deren Verlauf auf die wirksamen Gleitvektoren zu schließen.



a) b)

Abb.15: Änderung der Versetzungsstruktur unterhalb des Eindrucks mit zunehmender Tiefe: a) ca. 10 µm Tiefe; b) ca. 20 µm Tiefe. Die Bildumrandung verläuft parallel ⟨110⟩.

Der Verlauf der an der Kristalloberfläche erkennbaren Muster in die Tiefe konnte unter dem Mikroskop verfolgt werden: Die Schwalbenschwänze (Abb.14a) teilen sich der Länge nach. Die einzelnen Hälften bilden zusammen mit den Seiten des kissenförmig verzeichneten Quadrats "hyperbelförmige" Bänder hoher Ätzgrubendichte. Die konkaven Seiten der "Hyperbeln" zeigen in Richtung ⟨110⟩. Mit zunehmender Tiefe verlagern sich diese Bänder nach außen. Dabei werden sie immer kürzer und verschwinden schließlich zusammen mit den in Abb.14b gezeigten Ätzgrubensträngen.

Zur vollständigen Erfassung der Versetzungsstruktur im Eindruckbereich wurden die Kristalle auch seitlich, d.h. von den Flächen (100) bzw. (110) her angeätzt (Abb.16a-d). Abb. 16a zeigt einen Schnitt durch den Eindruck parallel (100). Unterhalb des Eindrucks erkennt man Bereiche hoher Ätzgrubendichte, die zueinander parallele Reihen von Ätzgruben in Richtung $[0\bar{1}1]$ und $[0\bar{1}\bar{1}]$ enthalten. Es wird angenommen, daß dieses Ätzgrubenmuster durch Stufenversetzungen verursacht wird, die sich an Hindernissen in den Gleitrichtungen $[0\bar{1}1]$ und $[0\bar{1}\bar{1}]$ aufstauen. Anders als Schraubenversetzungen können nämlich Stufenversetzungen ihre einmal gewählte Gleitebene nicht mehr verlassen.

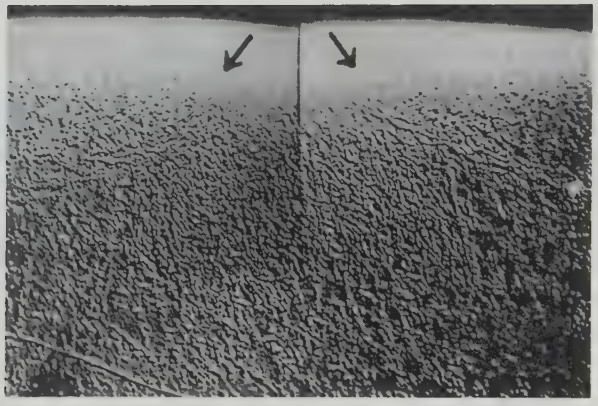
Entsprechende Anhäufungen von Ätzgruben längs von Geraden sind auch auf (110)-Flächen (Abb.16b) unterhalb des Eindrucks zu beobachten, nur daß der Schnittwinkel in diesem Fall ca. 70° beträgt. Vermutlich werden diese Muster durch Aufstauungen von Stufenversetzungen verursacht, die sich auf den Gleitebenen $(1\bar{1}1)$ in Richtung $[10\bar{1}]$ bzw. $[0\bar{1}\bar{1}]$ und auf $(\bar{1}11)$ in Richtung $[\bar{1}0\bar{1}]$ bzw. $[01\bar{1}]$ bewegen. Diese beiden Gleitebenen schneiden sich nämlich auf der (110)-Fläche unter demselben Winkel.

In Abb.17 ist der aus den Ätzversuchen sich ergebende Verlauf der Ätzgrubenbänder skizziert. Man erkennt, daß diese vierschalig um den Eindruck herum angeordnet sind. Ein Zusammenhang zwischen diesem Muster und irgendwelchen bevorzugten Gleitrichtungen ist aus dieser Abbildung nicht ersichtlich. Interessant ist jedoch, daß PREDVODITELEV et al. (19) ähnliche Anordnungen von Versetzungen hoher Dichte im Bereich von Härteeindrücken auf (001) von NaCl beobachten konnten. Sie vermuteten, daß solche Versetzungsstrukturen auf die Bildung eines dichten Versetzungsnetzwerks zurückzuführen sind, welches durch Reaktionen von Versetzungen verschiedener Gleitsysteme zustande kommt.

Abb.16: Versetzungsstruktur in der Umgebung von Eindrücken auf den Flächen (100) und (110) senkrecht zur Eindruckfläche (001).

a) Versetzungen auf (100) direkt unterhalb des Eindrucks; Vergr. 560x; die Bildkanten verlaufen parallel ⟨100⟩;

b) Versetzungen auf (110) direkt unterhalb des Eindrucks (Ausschnitt); Vergr. 640x; die senkrechte Bildkante verläuft parallel [001], die waagerechte parallel [$\bar{1}$10];



c) Versetzungen auf (100) außerhalb des eigentlichen Eindrucks; Vergr. 620x; die Pfeile deuten auf die Bänder hoher Ätzgrubendichte; die Bildkanten verlaufen parallel ⟨100⟩;

d) Versetzungen auf (110) außerhalb des eigentlichen Eindrucks; Vergr. 420x; die Pfeile deuten auf die Bänder hoher Ätzgrubendichte; die senkrechte Bildkante verläuft parallel [001], die waagerechte parallel [$\bar{1}$10].

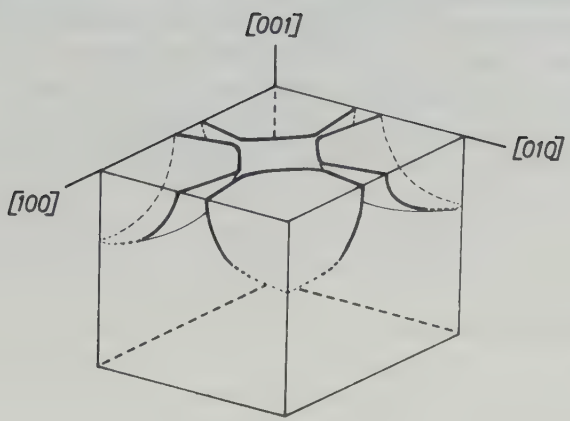


Abb.17: Schematische Darstellung der Verteilung von Versetzungen hoher Dichte, die sich aus den Ätzversuchen auf (001), (100) und (110) ergibt.

V.2. Spannungsoptische Untersuchungen

Werden durchsichtige, optisch isotrope Körper elastisch deformiert, zeigen sie unter dem Polarisationsmikroskop Spannungsdoppelbrechung. Diese Änderung des Brechungsverhaltens beruht auf der elastischen Verzerrung des mechanisch beanspruchten Körpers und ist bekannt als photoelastischer Effekt.

In plastisch verformten Kristallen bleibt nach der Entlastung die Spannungsdoppelbrechung zum größten Teil erhalten. Dies ist auf die Wirkung der bei der plastischen Verformung erzeugten Versetzungen zurückzuführen. Versetzungen verzerren nämlich in ihrer unmittelbaren Umgebung das Kristallgitter und rufen so Spannungsdoppelbrechung hervor. In versetzungsarmen Kristallen konnten BOND und ANDRUS (20), INDENBOM und TOMILOVSKII (21), MILEVSKII (22) und NIKITENKO und DEDUKH

(23) Spannungsdoppelbrechung im Bereich einzelner Stufenversetzungen nachweisen. In deformierten Kristallen sind die Spannungsfelder einzelner Versetzungslinien aufgrund der hohen Versetzungsdichte nicht mehr auszumachen. Sie können sich aber bei bestimmter Versetzungsgruppierung so summieren, daß sich eine makroskopische Spannungsdoppelbrechung ergibt. Auf diesem Effekt beruht das Sichtbarwerden von betätigten Gleitebenen und -richtungen in deformierten Kristallen unter dem Polarisationsmikroskop, NYE (11), INDENBOM (24).

Da AgCl hochplastisch ist, liegt es nahe, die Versetzungsstruktur um VICKERS-Eindrücke herum polarisationsoptisch zu untersuchen. Hierzu muß aber zuvor auf die allgemeinen Grundlagen der Spannungsoptik unter besonderer Berücksichtigung der Spannungsfelder um Versetzungslinien und in Versetzungsanhäufungen eingegangen werden.

V.2.1. Grundlagen der Spannungsoptik

Die Grundlagen der Spannungsoptik sind in verschiedenen Büchern behandelt: POCKELS (25), NYE (26), RAMACHANDRAN und RAMASESHAN (27).

Nach der elektromagnetischen Lichttheorie ist für die Ausbreitung des Lichts in anisotropen, nichtabsorbierenden Medien die Materialgleichung

$$E_i = B_{ij} D_j \qquad (6)$$

gültig. E_i und D_j sind die Komponenten der elektrischen Feldstärke bzw. der dielektrischen Verschiebung, B_{ij} die Komponenten eines symmetrischen Tensors 2. Stufe, der in der Literatur nicht näher benannt ist. Die Repräsentationsfläche dieses Tensors ist ein Ellipsoid, das bezüglich eines beliebigen kartesischen Koordinatensystems x_1, x_2, x_3 durch folgende Gleichung gegeben ist:

$$B_{ij} x_i x_j = 1. \qquad (7)$$

In Hauptachsendarstellung lautet diese Gleichung:

$$B_1 x_1^2 + B_2 x_2^2 + B_3 x_3^2 = 1, \tag{8}$$

mit $B_1 = 1/\varepsilon_1$, $B_2 = 1/\varepsilon_2$, $B_3 = 1/\varepsilon_3$. ε_1, ε_2, ε_3 sind die Hauptdielektrizitätskonstanten, die aufgrund der MAXWELL-schen Beziehung

$$n_i = \sqrt{\varepsilon_i} \tag{9}$$

mit den Hauptbrechungsindizes der Substanz verknüpft sind. Ersetzt man in Gl.(8) B_i durch $1/n_i^2$, so erhält man die Gleichung der Indikatrix:

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1. \tag{10}$$

Die Indikatrix ist folglich mit der Repräsentationsfläche für den Tensor B_{ij} identisch.

Wird der Kristall mechanisch beansprucht, ändert sich Form, Größe und Orientierung der Repräsentationsfläche, d.h. der Indikatrix. Bezeichnet man die Komponenten des unverformten Körpers mit B_{ij}^o und die des verformten Körpers mit B_{ij}, so gilt

$$\Delta B_{ij} = B_{ij} - B_{ij}^o. \tag{11}$$

Diese Differenz kann als homogene, lineare Funktion der Komponenten σ_{kl} des Spannungstensors angegeben werden:

$$\Delta B_{ij} = \pi_{ijkl}\, \sigma_{kl}. \tag{12}$$

π_{ijkl} sind die Komponenten eines Tensors 4. Stufe. Man nennt sie piezooptische Konstanten.

Die Vorzeichen der Komponenten des Spannungstensors richten sich nach der von NYE (26) übernommenen Vorzeichenkonvention: Zugspannungen sind positiv, Druckspannungen negativ. Schubspannungen σ_{ij} sind positiv für Kräfte, die in Richtung der

positiven x_i-Achse an Flächen senkrecht zur positiven x_j-Achse angreifen.

Die Differenz ΔB_{ij} kann auch als Funktion der Komponenten ε_{mn} des Deformationstensors dargestellt werden:

$$\Delta B_{ij} = p_{ijmn}\, \varepsilon_{mn}. \tag{13}$$

p_{ijmn} sind die elastooptischen Konstanten, die mit den piezooptischen Konstanten π_{ijkl} und den elastischen Moduli s_{mnkl} folgendermaßen verknüpft sind:

$$\pi_{ijkl} = p_{ijmn} \cdot s_{mnkl}. \tag{14}$$

Man kann zur Vereinfachung die Matrix-Schreibweise einführen. Diese erhält man, wenn man die beiden Indizes der Komponenten eines Tensors 2. Stufe bzw. die beiden ersten und die beiden letzten Indizes eines Tensors 4. Stufe nach folgendem Schema zusammenfasst:

Tensor:	ij	kl	mn	11	22	33	23,32	31,13	12,21
Matrix:	i	k	m	1	2	3	4	5	6

Diejenigen Gleichungen, die in den folgenden Berechnungen verwendet werden, lauten nun in Matrix-Schreibweise:

$$\Delta B_i = \pi_{ik} \cdot \sigma_k, \tag{15}$$

$$\pi_{ik} = p_{im} \cdot s_{mk}. \tag{16}$$

Hierbei muß man für die piezooptischen Konstanten und die elastischen Moduli folgendes beachten:

$$\pi_{ijkl} = \pi_{qr}, \text{ wenn } r = 1, 2 \text{ oder } 3,$$

$$2\pi_{ijkl} = \pi_{qr}, \text{ wenn } r = 4, 5 \text{ oder } 6$$

und

$$s_{mnkl} = s_{qr}, \text{ wenn q und r} = 1, 2 \text{ oder } 3,$$

$$2s_{mnkl} = s_{qr}, \text{ wenn q oder r} = 4, 5 \text{ oder } 6,$$

$$4s_{mnkl} = s_{qr}, \text{ wenn q und r} = 4, 5 \text{ oder } 6.$$

Für AgCl ist die Indikatrix eine Kugel. Deshalb gilt

$$B_o(x_1^2 + x_2^2 + x_3^2) = 1, \qquad (17)$$

wobei $B_o = 1/n_o^2$ und $n_o = 2{,}071$ der Brechungsindex von AgCl bei einer Wellenlänge von 589,3 nm ist. Die Gleichung der Indikatrix des Kristalls unter Verformungsspannung lautet:

$$B_1x_1^2 + B_2x_2^2 + B_3x_3^2 + 2B_4x_2x_3 + 2B_5x_3x_1 + 2B_6x_1x_2 = 1 \qquad (18)$$

B_i erhält man aus den Gln. (11) und (15) unter Berücksichtigung der photoelastischen Matrix für die Kristallklasse $4/m\ \bar{3}\ 2/m$ (siehe NYE (26), Seite 251):

$$B_1 - B_o = (\pi_{11} - \pi_{12})\sigma_1 + \pi_{12}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3), \qquad (19)$$

$$B_2 - B_o = (\pi_{11} - \pi_{12})\sigma_2 + \pi_{12}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3),$$

$$B_3 - B_o = (\pi_{11} - \pi_{12})\sigma_3 + \pi_{12}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3),$$

$$B_4 = \pi_{44}\sigma_4,$$

$$B_5 = \pi_{44}\sigma_5,$$

$$B_6 = \pi_{44}\sigma_6.$$

π_{11}, π_{12} und π_{44} sind die piezooptischen Konstanten von AgCl. Die Werte π_{44} und die Differenz $(\pi_{11} - \pi_{12})$ wurden von GOODMAN und SUTHERLAND (28) über die Messung der Doppelbrechung von AgCl-Kristallen unter mechanischer Beanspruchung erhalten. Für die Berechnung von B_i nach Gl.(19) wird aber auch der Wert von π_{12} benötigt. Hier führen BANSIGIR und IYENGAR (29) weiter: Sie errechneten die elastooptischen Konstanten p_{11} und p_{12} aus der bekannten Differenz $(p_{11} - p_{12})$ und erhielten $p_{11} = 0{,}2127$ und $p_{12} = -0{,}012$. Rechnet man diese Ergebnisse unter Verwendung der elastischen Moduli s_{mk} von ARENBERG (30) mit Gl.(16) um, so erhält man die in Tab.3 dargestellten Werte.

Die Werte σ_k in Gl.(19) stehen für die Spannung, die von bestimmten Versetzungsgruppierungen ausgeht. Sie ist gleich

Tab.3: Elastische Moduli s_{mk}, elastooptische Konstanten p_{im} und piezooptische Konstanten π_{ik} von AgCl.

Elastische Moduli s_{mk} in 10^{-12} m^2/N
$s_{11} = 30,4$; $s_{12} = -11,4$; $s_{44} = 160,0$.
Elastooptische Konstanten p_{im} (dimensionslos)
$(p_{11} - p_{12}) = 0,2247$; $p_{44} = -0,075$; $p_{11} = 0,2127$; $p_{12} = -0,0120$.
Piezooptische Konstanten π_{ik} in 10^{-12} m^2/N
$(\pi_{11} - \pi_{12}) = 9,4$; $\pi_{44} = -12,0$; $\pi_{11} = 6,74$; $\pi_{12} = -2,65$.

der Summe der Spannungen, die sich aus den Spannungen der einzelnen Versetzungslinien einer Gruppierung zusammensetzen. Aus diesem Grund muß im folgenden Kapitel zuerst das Spannungsfeld einer einzelnen Versetzungslinie und daraus das Spannungsfeld einer Versetzungsanordnung abgeschätzt werden. Zur Vereinfachung wird dabei angenommen, daß die Versetzungslinie entweder Stufen- oder Schraubencharakter hat.

V.2.2. Spannungsfeld von Stufenversetzungen

Das Spannungsfeld einer Stufenversetzung in einem elastisch isotropen Kontinuum wird von READ (31), COTTRELL (32) und LI (33) angegeben. In Abb.18 ist eine positive Stufenversetzung, d.h. eine Versetzung mit eingeschobener Halbebene oberhalb der Gleitebene, dargestellt. Ein kartesisches Koordinatensystem x_1', x_2', x_3' sei so in den Kristall hineingelegt, daß die x_3'-Achse mit der Versetzungslinie und die x_1'-Achse mit dem BURGERS-Vektor zusammenfällt. Da das Spannungsfeld

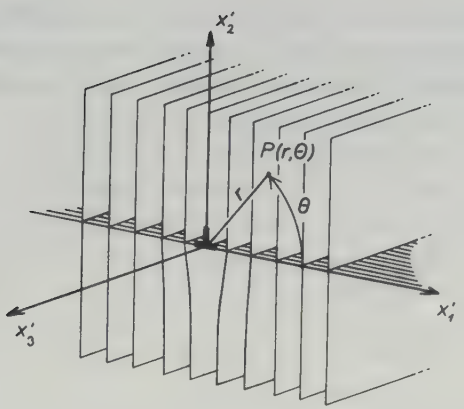


Abb.18: Positive Stufenversetzung im Koordinatensystem x'_1, x'_2, x'_3; Versetzungslinie $\parallel x'_3$, BURGERS-Vektor $\parallel x'_1$, Gleitebene $\parallel x'_1 x'_3$.

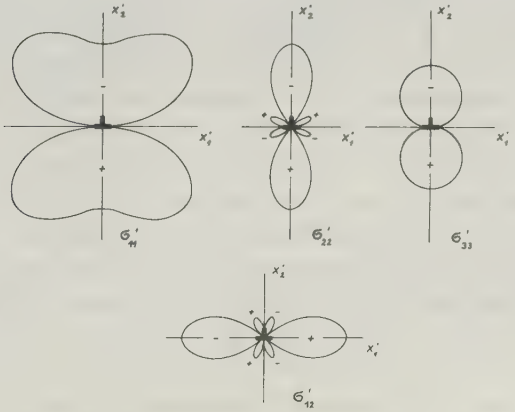


Abb.19: Spannungskomponenten σ'_{ij} der positiven Stufenversetzung in Abb.18 mit r=b in der Einheit τ_e. Bei den Normalspannungen bedeuten positive Vorzeichen Zugspannung, negative Druckspannung.

die Versetzungslinie zylindersymmetrisch umgibt, genügt es, die Spannungsverteilung σ'_{ij} in einer Ebene senkrecht zur x'_3-Achse anzugeben. Für einen Punkt P mit den Polarkoordinaten r und θ (Abb.18) gilt dann

$$\sigma'_{11} = \frac{\tau_e b}{r} (-\sin\theta(2 + \cos 2\theta)), \qquad (20)$$

$$\sigma'_{22} = \frac{\tau_e b}{r} (\sin\theta \cdot \cos 2\theta),$$

$$\sigma'_{33} = \nu(\sigma'_{11} + \sigma'_{22})$$

$$= \frac{\tau_e b}{r} (-2\nu \sin\theta),$$

$$\sigma'_{12} = \frac{\tau_e b}{r} (\cos\theta \cdot \cos 2\theta),$$

$$\sigma'_{23} = \sigma'_{31} = 0,$$

mit $$\tau_e = \mu/2\pi(1-\nu).$$

μ ist der Schubmodul, ν die POISSON-Zahl und b der Betrag des BURGERS-Vektors.

Um sich den Verlauf der Spannung im Bereich dieser Stufenversetzung besser vorstellen zu können, ist er in Abb.19 für r = b, d.h. in der Einheit τ_e wiedergegeben. Liegt eine negative Stufenversetzung vor, drehen sich die Vorzeichen der Spannungen in Gl.(20) bzw. in dieser Abbildung um.

Die positiven und negativen Spannungen in Abb.19 bedeuten, daß der Kristall im Bereich einer Stufenversetzung auf derjenigen Seite der Gleitebene, die die eingeschobene Halbebene enthält, unter Druck-, auf der anderen Seite unter Zugspannung steht. Parallel zur Gleitebene befindet sich das Kristallmaterial unter Schubspannung.

Als nächstes wird nun eine horizontale Reihe von Stufenversetzungen, wie sie z.B. in einem betätigten Gleitsystem

anzutreffen ist, betrachtet. Die Stufenversetzungen sollen parallel x_3' ausgerichtet und in der $x_1'x_3'$-Gleitebene im gleichen Abstand in Gleitrichtung, d.h. in x_1'-Richtung, aneinandergereiht sein. Wechseln sich in dieser Reihe positive und negative Stufenversetzungen ab, wird parallel zur Anordnung keine makroskopische Zug-, Druck- oder Schubspannung aufgebaut, da sich die Vorzeichen der Spannungskomponenten in Gleitrichtung oberhalb und unterhalb der Gleitebene von Versetzung zu Versetzung ändern. Makroskopische Spannungsfelder ergeben sich deshalb nur, wenn positive oder negative Stufenversetzungen im Überschuß vorhanden sind.

Nimmt man an, daß positive Stufenversetzungen in etwa gleichen Abständen aneinandergereiht sind, so ergibt sich mit Abb.19 folgendes Bild: σ_{11}' und σ_{33}' bauen eine einheitliche makroskopische Druckspannung oberhalb bzw. eine Zugspannung unterhalb der Gleitebene auf. Bezüglich σ_{22}' wechseln in unmittelbarer Nähe der Gleitebene Druck- und Zugspannungen in Gleitrichtung ab. In größerem Abstand von der Gleitebene ergibt sich oberhalb eine Druckspannung, unterhalb eine Zugspannung. Die Tangentialspannungen σ_{12}' erzeugen keine makroskopische Spannung, wie aus den abwechselnd positiven und negativen Vorzeichen in Gleitrichtung ersichtlich ist.

Für die Ermittlung der Spannungsindikatrix ist es wichtig, das Größenverhältnis dieser Spannungskomponenten zu kennen. Dies kann auf folgende Weise abgeschätzt werden: Man greift aus der Versetzungsreihe zwei benachbarte Stufenversetzungen heraus und betrachtet die Wechselwirkung ihrer Spannungen entlang ihrer vertikalen Mittellinie (Abb.20).

Die Spannungskomponenten der beiden Versetzungen summieren sich dann folgendermaßen:

$$\Sigma\sigma_{11}' = \frac{\tau_e b}{r}\left(-\sin\theta_1(2 + \cos 2\theta_1) - \sin\theta_2(2 + \cos 2\theta_2)\right) \quad (21)$$

$$= \frac{\tau_e b}{r}\, 2\left(-\sin\theta_1(2 + \cos 2\theta_1)\right),$$

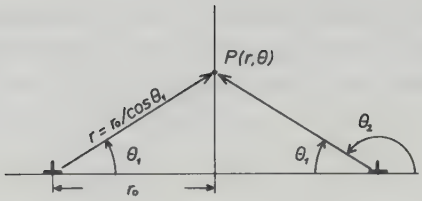


Abb.20: Zur Wechselwirkung zwischen den Spannungen zweier Stufenversetzungen entlang ihrer vertikalen Mittellinie, nach MENDELSON (34).

$$\Sigma\sigma'_{22} = \frac{\tau_e b}{r}\,(\sin\theta_1\cos 2\theta_1 + \sin\theta_2\cos 2\theta_2)$$

$$= \frac{\tau_e b}{r}\,2(\sin\theta_1\cos 2\theta_1),$$

$$\Sigma\sigma'_{33} = \frac{\tau_e b}{r}\,(-2\nu\sin\theta_1 - 2\nu\sin\theta_2)$$

$$= \frac{\tau_e b}{r}\,2(-2\nu\sin\theta_1),$$

$$\Sigma\sigma'_{12} = \frac{\tau_e b}{r}\,(\cos\theta_1\cos 2\theta_1 + \cos\theta_2\cos 2\theta_2)$$

$$= \frac{\tau_e b}{r}\,(\cos\theta_1\cos 2\theta_1 - \cos\theta_1\cos 2\theta_1) = 0.$$

Die Normalspannungen σ'_{11}, σ'_{22} und σ'_{33} der beiden Versetzungen verdoppeln sich in der Mittellinie, während die Tangentialspannungen sich dort gegenseitig aufheben.

Um die relativen Größen der $\Sigma\sigma'_{11}$, $\Sigma\sigma'_{22}$ und $\Sigma\sigma'_{33}$ berechnen zu können, benötigt man für $\Sigma\sigma'_{33}$ den Wert der POISSON-Zahl ν. ν wird im elastisch isotropen Medium als negatives Verhältnis von Querkontraktion zu Längsdehnung unter einachsiger Zugbeanspruchung definiert und ist deshalb gegeben durch

die elastischen Moduli:

$$\nu = -s_{12}/s_{11}. \qquad (22)$$

Für AgCl ergibt sich unter Verwendung der elastischen Moduli aus Tab.3 $\nu = 0{,}375$. Dabei ist zu beachten, daß es sich hier nur um einen Näherungswert handelt, weil AgCl als kubisches Material elastisch anisotrop ist und ein für alle Richtungen gültiger Wert ν deshalb nicht existiert.

Setzt man für den Abstand zwischen den beiden Versetzungen $2 \cdot r_o$ ein und berechnet dann für den Bereich oberhalb der Gleitebene die Summen der Spannungskomponenten in Abhängigkeit von Θ, so erhält man die in Tab.4 angegebenen Werte. Für den Bereich unterhalb der Gleitebene gelten die gleichen Werte - nur mit umgekehrten Vorzeichen.

Tab.4: Größen der $\Sigma\sigma'_{11}$, $\Sigma\sigma'_{22}$ und $\Sigma\sigma'_{33}$ (Gl.(21)), sowie das Verhältnis $\Sigma\sigma'_{11}/\Sigma\sigma'_{33}$ in Abhängigkeit von Θ_1 in der Einheit $\tau_e b/r_o$.

Θ_1	$\Sigma\sigma'_{11}$	$\Sigma\sigma'_{22}$	$\Sigma\sigma'_{33}$	$\Sigma\sigma'_{11}/\Sigma\sigma'_{33}$
15^o	- 1,43	+ 0,43	- 0,38	3,82
30^o	- 2,17	+ 0,43	- 0,65	3,33
45^o	- 2,00	0	- 0,75	2,67
60^o	- 1,30	- 0,43	- 0,65	2,00

In Tab.4 zeigen die negativen Vorzeichen der $\Sigma\sigma'_{11}$ und $\Sigma\sigma'_{33}$ und bei $\Theta > 45^o$ auch der $\Sigma\sigma'_{22}$ makroskopische Druckspannungen oberhalb der Gleitebene an. Hierbei ist $\Sigma\sigma'_{11}$ um das 2-4-fache größer als $\Sigma\sigma'_{33}$, bzw. um das 3-fache größer als $\Sigma\sigma'_{22}$ bei $\Theta = 60^o$. Wird nicht nur, wie in diesem vereinfachten Bei-

spiel, die Wechselwirkung zwischen zwei Stufenversetzungen allein, sondern auch der Einfluß der übrigen, benachbarten Stufenversetzungen der Versetzungsreihe berücksichtigt, verschiebt sich das Größenverhältnis weiter zugunsten von $\Sigma\sigma'_{11}$. Für eine grobe Näherung kann man deshalb annehmen, daß bei einer Aneinanderreihung von positiven oder negativen Stufenversetzungen die spannungsoptische Wirkung allein von $\Sigma\sigma'_{11}$ ausgeht.

V.2.3. Spannungsfeld von Schraubenversetzungen

Nach HULL (35) erhält man die Spannungsverteilung um eine rechtsgängige Schraubenversetzung (Abb.21a), indem man in einem elastisch isotropen, zylindrischen Ring die Spannung berechnet, die dann entsteht, wenn der Ring parallel zur x'_1-Achse aufgeschnitten wird und die Schnittflächen um den Betrag des BURGERS-Vektors $\vec{b}$ in x'_1-Richtung gegeneinander verschoben werden (Abb.21b). Man erhält für die Spannungskomponenten:

$$\sigma'_{12} = -\tau_s b \frac{x'_3}{x'^2_2 + x'^2_3} = -\tau_s b \sin\theta/r, \qquad (23)$$

$$\sigma'_{13} = +\tau_s b \frac{x'_2}{x'^2_2 + x'^2_3} = +\tau_s b \cos\theta/r,$$

$$\sigma'_{11} = \sigma'_{22} = \sigma'_{33} = \sigma'_{23} = 0,$$

$$\tau_s = \mu/2\pi.$$

In Zylinderkoordinaten ausgedrückt ergibt sich

$$\sigma'_{\theta x'_1} = \sigma'_{x'_1\theta} = \frac{\tau_s b}{r}. \qquad (24)$$

Man erkennt, daß bei Schraubenversetzungen reine Schubspannungen mit Schubkräften parallel zur Versetzungslinie exi-

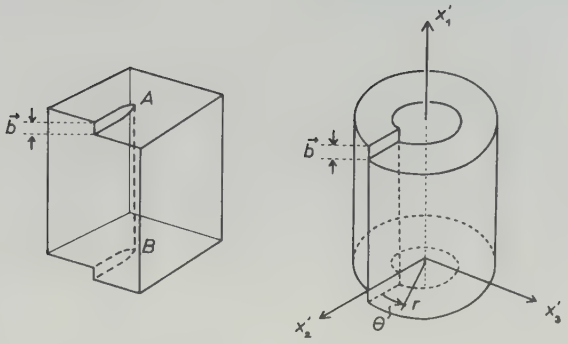


Abb.21: a) Rechtsgängige Schraubenversetzung AB in einem Kristall;
b) Elastisch verzerrter Zylinderring, der die Verzerrung, die durch eine rechtsgängige Schraubenversetzung verursacht wird, schematisch wiedergibt. Hiernach wird die Spannungsverteilung um rechtsgängige Schraubenversetzungen berechnet, siehe Text;
$\vec{b}$ = BURGERS-Vektor. (Nach HULL (35)).

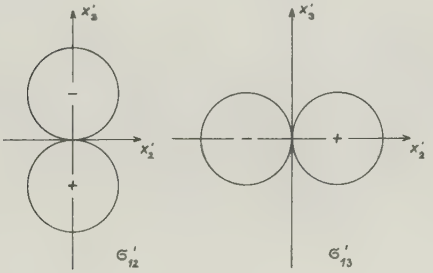


Abb.22: Größe der Spannungskomponenten σ_{12}' und σ_{13}' einer rechtsgängigen Schraubenversetzung in Abhängigkeit von θ in den Einheiten τ_s,(r = b). Bei linksgängigen Schraubenversetzungen kehren sich die Vorzeichen um.

stieren. Bei linksgängigen Schraubenversetzungen ändern sich in Gl.(23) die Vorzeichen.

In Abb.22 ist die aus der Gl.(23) sich ergebende Größe der Spannungskomponenten in Abhängigkeit von Θ in Einheiten τ_s ($r = b$) dargestellt. Abb.23 zeigt, wie die Schubspannungen gemäß Gl.(23) und Abb.22 in verschiedenen Punkten im Zylinderring im Abstand r um die Schraubenversetzungslinie herum wirken.

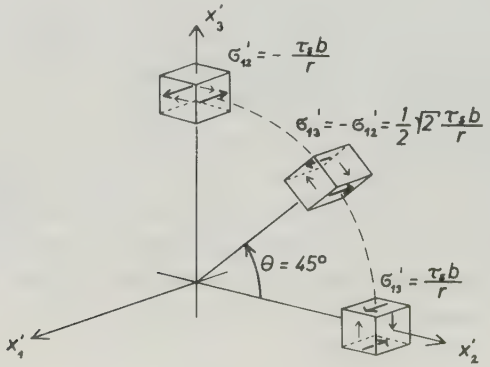


Abb.23: Darstellung der Schubspannungen aus Gl.(23) und Abb.22 für die Punkte ($r,\Theta=0^o$), ($r,\Theta=45^o$) und ($r,\Theta=90^o$). Die gestrichelte Linie zeigt die Lage der Punkte im Zylinderring (Abb.21) im Abstand r um die Schraubenversetzungslinie herum an.

In einem mechanisch beanspruchten Kristall liegen in einem betätigten Gleitsystem Schraubenversetzungen großer Anzahl parallel zur Gleitrichtung vor. Dabei können sowohl ungleichnamige als auch gleichnamige Schraubenversetzungen nebeneinander auftreten. Das Spannungsfeld solcher möglichen Versetzungskombinationen wird im folgenden diskutiert.

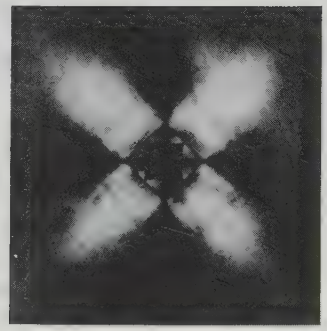
Im ersten Beispiel seien in wechselnder Folge rechts- und linksgängige Schraubenversetzungen mit Verlauf parallel x'_1 in der Ebene $x'_1x'_3$ im gleichen Abstand aneinandergereiht. Denkt man sich an Stelle der einzelnen Versetzungslinien den Verlauf der Spannungen σ'_{12} und σ'_{13} aus Abb.22 eingezeichnet, erkennt man sofort, daß solche Anordnungen keine makroskopischen Spannungen ergeben können: die Vorzeichen beider Spannungskomponenten wechseln nämlich von Versetzung zu Versetzung und es ergibt sich insgesamt entlang der Ebene $x'_1x'_3$ eine Spannungsverteilung mit alternierenden Vorzeichen.

Im nächsten Beispiel sind nur rechtsgängige Schraubenversetzungen in der $x'_1x'_3$-Ebene aneinandergereiht. Die Spannungskomponenten σ'_{12} der einzelnen Versetzungslinien folgen hier mit wechselnden Vorzeichen aufeinander, während die Komponenten σ'_{13} auf der einen Seite der $x'_1x'_3$-Ebene einheitlich positiv, auf der anderen Seite einheitlich negativ sind. Im Gegensatz zu den σ'_{12} erzeugen deshalb die Komponenten σ'_{13} ein makroskopisches Spannungsfeld ($= \Sigma'_{13}$). Das gleiche Ergebnis, aber mit umgekehrten Vorzeichen, erhält man für linksgängige Schraubenversetzungen. Eine Aneinanderreihung von gleichnamigen Schraubenversetzungen ergibt somit Schubspannungen, deren Schubkräfte an Flächen senkrecht zur Gleitfläche und parallel zu den Versetzungslinien angreifen.

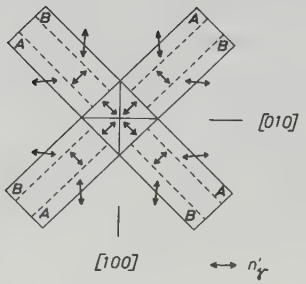
V.2.4. Experimentelle Beobachtungen

Im Polarisationsmikroskop wurden Eindrücke auf (001) des optisch isotropen AgCl auf Spannungsdoppelbrechung hin untersucht. Ein Beispiel für die Ergebnisse ist in Abb.24 wiedergegeben.

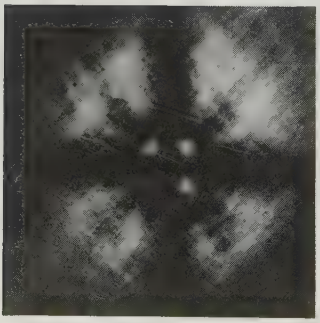
Liegen die Schwingungsrichtungen der gekreuzten Nicols parallel $[100]$ und $[010]$, sind breite, unscharf begrenzte Doppelbrechungsbänder zu erkennen. Sie verlaufen parallel den Richtungen $[110]$, $[\bar{1}10]$, $[\bar{1}\bar{1}0]$ und $[1\bar{1}0]$. Gegen den



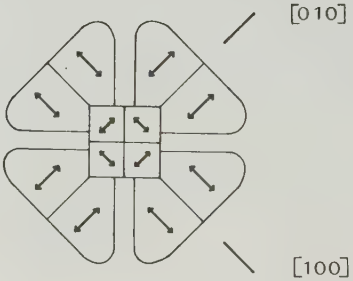
a)



b)



c)



d)

Abb.24: Spannungsdoppelbrechung in der Umgebung eines Eindrucks in 45°-Orientierung auf (001) von AgCl; Belastung 20 p; Diagonalenlänge ca. 80 µm;
a) gekreuzte Nicols liegen parallel ⟨100⟩;
b) die zugehörigen Schwingungsrichtungen n'_γ (n'_α steht jeweils senkrecht dazu);
c) gekreuzte Nicols liegen parallel ⟨110⟩; die in den aufgehellten Bereichen sichtbaren, diffusen Liniensysteme durchziehen den ganzen Kristall und haben nichts mit dem Eindruckvorgang zu tun;
d) die zugehörigen Schwingungsrichtungen n'_γ.

Eindruck werden sie durch scharfe Auslöschungslinien in Form eines Quadrats mit Seiten parallel ⟨110⟩ abgegrenzt. Die Schwingungsrichtungen n'_γ, die mit einem Gipsplättchen ermittelt wurden, sind in Abb.24b eingezeichnet. Sie verlaufen jeweils im Mittelbereich eines Bandes senkrecht zu den ⟨110⟩-Richtungen. In den Außenbereichen ist n'_γ symmetrisch zur Mittellinie zu den Richtungen ⟨100⟩ hin gedreht und zwar um so stärker, je weiter außen im Band n'_γ beobachtet wird. Ganz am Rand weicht die Schwingungsrichtung n'_γ nur noch ca. 5^o von der ⟨100⟩-Richtung ab. Dreht man den Kristall um 45^o, erscheinen in den vier ⟨100⟩-Richtungen schwache, zweigeteilte Doppelbrechungsfelder, unterbrochen durch Auslöschungsbänder parallel ⟨110⟩ (Abb24c). In Abb. 24d sind die zugehörigen Schwingungsrichtungen n'_γ eingezeichnet. In beiden Abbildungen (24a und 24c) stehen die Schwingungsrichtungen n'_γ innerhalb des quadratischen Umrisses senkrecht zu den Schwingungsrichtungen n'_γ in den angrenzenden Bereichen.

Die in Abb.24a gezeigten Doppelbrechungsbänder fallen mit den vier Gleitrichtungen ⟨110⟩ in der (001)-Ebene zusammen. Somit ist ein Zusammenhang mit entsprechend orientierten Versetzungsgruppierungen zu vermuten.

V.2.5. Spannungsoptische Wirkung von Stufenversetzungen

Im Hinblick auf die Orientierung der Doppelbrechungsbänder in Abb.24a wird die Spannungsindikatrix für eine Stufenversetzungsreihe im Gleitsystem $(\bar{1}10)/[110]$ berechnet. Das Achsensystem x'_1, x'_2, x'_3 liegt parallel $[110]$, $[\bar{1}10]$ bzw. $[001]$. Bezeichnet man die durch diese Reihe erzeugte einachsige makroskopische Spannung $\Sigma\sigma'_{11}$ im folgenden einfach mit Σ'_{11}, so erhält man unter Anwendung der bekannten Transformationsgesetze (siehe NYE (26), Seite 33) die Tensorkomponenten bezüglich des kubischen Achsensystems

$$\sigma_{11} = \sigma_{22} = \sigma_{12} = 1/2\,\Sigma'_{11}, \qquad \sigma_{33} = \sigma_{13} = \sigma_{23} = 0.$$

Werden diese Komponenten in Matrix-Schreibweise in Gl.(19) eingesetzt, erhält man für die Repräsentationsfläche des Tensors B_{ij} folgende Koeffizienten B_i:

$$B_1 = B_o + 1/2\Sigma_1' (\pi_{11} + \pi_{12}),$$

$$B_2 = B_o + 1/2\Sigma_1' (\pi_{11} + \pi_{12}),$$

$$B_3 = B_o + \Sigma_1' \pi_{12},$$

$$B_6 = 1/2\ \Sigma_1' \pi_{44},$$

$$B_4 = B_5 = 0.$$

Die letzte dieser fünf Beziehungen läßt erkennen, daß eine Hauptachse des Ellipsoids parallel zur kubischen Achse x_3 bzw. parallel [001] liegt. Da B_1 und B_2 gleich groß sind und B_6 von Null verschieden ist, müssen die anderen beiden, zu x_3 senkrechten Hauptachsen in Richtung der Winkelhalbierenden, d.h. parallel [110] und [$\bar{1}$10] liegen. Die Hauptachsen des Tensorellipsoids - und damit auch der Indikatrix - verlaufen folglich parallel zu dem Achsensystem x_1', x_2', x_3'. Wird der Tensor B_{ij} auf diese Hauptachsen transformiert, ergeben sich, wenn noch die Werte für π_{ik} aus Tab.3 eingesetzt werden, die Hauptkoeffizienten der Spannungsindikatrix:

$$B_1' = 1/n_1^2 = B_1 + B_6 = B_o - 3{,}955 \cdot 10^{-12}\Sigma_1',$$

$$B_2' = 1/n_2^2 = B_1 - B_6 = B_o + 8{,}050 \cdot 10^{-12}\Sigma_1',$$

$$B_3' = 1/n_3^2 = B_3 = B_o - 2{,}650 \cdot 10^{-12}\Sigma_1',$$

$$B_4' = B_5' = B_6' = 0.$$

Σ_1' hat die Dimension von N/m^2.

Unter Druck, d.h. bei negativem Σ_1', wird $B_2' < B_3' < B_1'$ bzw. $n_1 < n_3 < n_2$, unter Zug, d.h. bei positivem Σ_1', erhält man umgekehrt $B_1' < B_3' < B_2'$ bzw. $n_2 < n_3 < n_1$. Ersetzt man nun n_1, n_2 und n_3 durch n_α, n_β und n_γ derart, daß stets $n_\alpha < n_\beta < n_\gamma$ ist, so erhält man für eine Aneinanderreihung von Stufenverset-

zungen in [110]-Richtung folgende Orientierungen und Formen der Spannungsindikatrix: Durch Druck parallel [110] infolge der überzähligen eingeschobenen Halbebenen wird der Kristall auf der einen Seite der Gleitebene zweiachsig positiv mit der optischen Achsenebene parallel (001) und den Hauptbrechungsindizes n_α parallel [110], n_β parallel [001] und n_γ parallel [1$\bar{1}$0]. n_α liegt somit parallel, n_γ senkrecht zur Druckrichtung. Diese Orientierung stimmt mit den Ergebnissen von POCKELS (25) überein. Auf der anderen Seite der Gleitebene wird der Kristall durch Zugbeanspruchung in derselben Richtung optisch zweiachsig negativ mit der optischen Achsenebene parallel (001) und den Hauptbrechungsindizes n_α parallel [1$\bar{1}$0], n_β parallel [001] und n_γ parallel [110]. In diesem Fall liegt n_γ parallel und n_α senkrecht zur Zugrichtung. Den optischen Charakter erkennt man daran, daß in beiden Fällen je zwei Hauptbrechungsindizes fast gleich groß sind, näherungsweise also Rotationsellipsoide mit n_γ bzw. n_α als Rotationsachse sind.

Vergleicht man diese Ergebnisse mit den ermittelten Schwingungsrichtungen des Doppelbrechungsbandes, das sich im Bereich des Eindrucks in [110]-Gleitrichtung erstreckt, so entspricht die Lage von n'_α parallel [110] und n'_γ parallel [1$\bar{1}$0] im Mittelbereich dieses Bandes genau der errechneten von n_α und n_γ unter einachsiger Druckspannung. Es fehlen jedoch Anzeichen entsprechender Zugbeanspruchung: Sind nämlich Stufenversetzungen auf der ($\bar{1}$10)-Gleitebene aufgestaut, so sollten sich im Polarisationsmikroskop bei Durchstrahlung parallel [001] die unterschiedlichen Spannungen auf den verschiedenen Seiten der Gleitebene darin bemerkbar machen, daß sich die Richtungen n_α und n_γ beim Übergang von der einen Seite der Gleitebene zu anderen um 90° drehen. Ergebnisse, die mit diesen Vorstellungen im Einklang sind, wurden von NYE (11) und OBREIMOW und SCHUBNIKOFF (36) tatsächlich erhalten. Allerdings handelte es sich dabei um Untersuchungen an torsions- und zugbeanspruchten Kristallen. Es ist zu vermuten, daß die schlechte Übereinstimmung zwischen Modell und Doppelbrechungserscheinungen bei Härteeindrücken

auf die im Vergleich zu den obigen Arbeiten kompliziertere Art der Verformung zurückzuführen ist.

Plastische Verformung durch Zug oder Torsion äußert sich nämlich bei Alkalihalogenid-Einkristallen darin, daß einzelne Versetzungshalbschleifen durch Mehrfach-Quergleiten (MQG) vervielfältigt werden, unter Bildung von Gleitbändern hoher Versetzungsdichte. Diese durchsetzen den Kristall, wobei Bereiche hoher Versetzungsdichte mit wenig beanspruchten Bereichen abwechseln. Aufgrund homogener mechanischer Beanspruchung enthalten übereinanderliegende Gleitbänder vorwiegend Stufenversetzungen desselben Vorzeichens, wie dies in Abb.25a schematisch dargestellt ist.

Beim Eindruckverfahren geht demgegenüber die plastische Verformung vom Kontakt zwischen Pyramide und Kristall aus. Wird die Pyramide auf die Kristalloberfläche aufgesetzt und belastet, entstehen durch die konzentrierte Spannung im Berührungspunkt Versetzungshalbschleifen. Diese vermehren sich durch MQG. Mit jeder Versetzungshalbschleife wird die Kristalloberfläche um einen bestimmten, dem BURGERS-Vektor proportionalen Betrag eingedrückt. Mit weiterer Zunahme der Last bilden sich vom Rand der gebildeten Eindruckfläche aus erneut Versetzungshalbschleifen, die sich ebenfalls durch MQG vervielfachen. Bis zum Erreichen der Endlast wiederholt sich dieser Vorgang ständig, wodurch die Kontaktfläche immer größer und der Entstehungsbereich der Versetzungshalbschleifen immer weiter ausgedehnt wird. Aufgrund dieses Bildungsmechanismus entsteht hier für jede Gleitrichtung ein ganzes Verformungsband mit dicht beieinanderliegenden Gleitbändern. In diesen nimmt die Versetzungsdichte von innen nach außen ab. Die Stufenkomponenten der durch MQG erzeugten Versetzungshalbschleifen sind dabei symmetrisch zur Mittellinie angeordnet (Abb.25b).

Die Spannungsverteilung in zueinander parallelen Reihen von Stufenversetzungen läßt sich aus der Summe der Spannungsfelder der einzelnen Reihen berechnen. Als Maß für die Größe

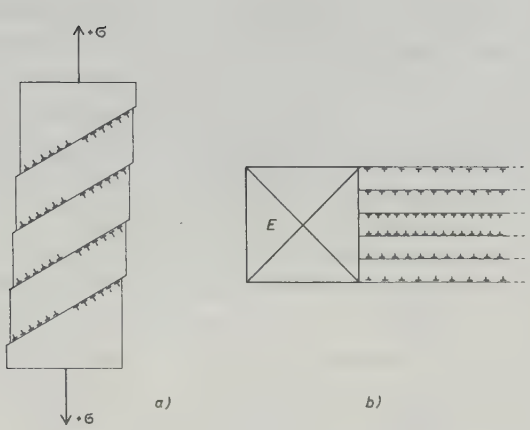


Abb.25: Vereinfachte Darstellung der Anordnung von Stufenversetzungen in Gleitbändern bei Blick senkrecht zur Gleitrichtung und parallel zur Gleitebene;
a) in einem unter einachsiger Zugspannung beanspruchten Kristall,
b) in einem durch eine VICKERS-Pyramide beanspruchten Kristall.

der Spannung einer einzelnen Stufenversetzungsreihe soll nach wie vor die Wechselwirkung der Spannungskomponenten $\Sigma\sigma'_{11}$ zweier benachbarter Stufenversetzungen entlang ihrer vertikalen Mittellinie gelten (Abb.20 und Gl.(21), Seite 43f.). Dabei sollen zur Vereinfachung der Rechnung diese Stufenversetzungen in den einzelnen, zueinander parallelen Reihen so angeordnet sein, daß ihre vertikalen Mittellinien auf einer Linie liegen. Dann erhält man für die Spannung in einem beliebigen Punkt $P_i(r_i,\theta_i)$ auf der gemeinsamen vertikalen Mittellinie folgende Beziehung:

$$\sum_{i=1}^{n} (\Sigma\sigma'_{11})_n = 2\tau_e b \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{r_i} (-\sin\theta_i(2 + \cos 2\theta_i)) \qquad (25)$$

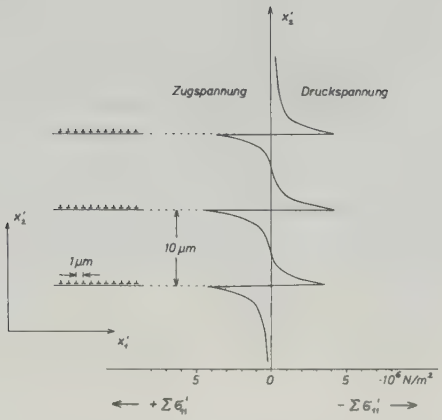
Hierbei ist n die Anzahl der in Betracht gezogenen Stufenversetzungsreihen. Um die Berechnung der Spannungsverteilung weiter zu vereinfachen, wird angenommen, daß jedes Gleitband genau einer Gleitebene und damit auch genau einer Stufenversetzungsreihe entspricht. Auf jeder Gleitebene soll der Abstand zwischen den Stufenversetzungen 1 µm betragen.

In zug- bzw. torsionsbeanspruchten Kristallen ist der Abstand zwischen den Gleitbändern groß gegen den Abstand zwischen den Versetzungen. Berechnet man als Beispiel für drei Gleitebenen im Abstand von 10 µm die Spannungsverteilung, so erhält man einen Verlauf, wie er in Abb.26a dargestellt ist (vgl. auch NYE (11)). Man erkennt einen regelmäßigen Wechsel zwischen Zug und Druck beim Durchschreiten der Gleitebenen bzw. der Mittelebenen zwischen zwei Gleitebenen. Diesem Wechsel entspricht polarisationsoptisch eine Drehung der beiden Schwingungsrichtungen n_α und n_γ um jeweils 90^o, wie er von NYE (11) und OBREIMOW und SCHUBNIKOFF (36) beobachtet wurde.

In einem zweiten Beispiel wurde die Spannungsverteilung für sechs Gleitebenen im Abstand von je 1 µm berechnet. Entsprechend der Verformungsart wird angenommen, daß je drei Gleitebenen mit positiven bzw. negativen Stufenversetzungen besetzt sind (Abb.26b). Das Modell ergibt einen anderen Spannungsverlauf als in Abb.26a.

Im Mittelbereich des Verformungsbandes herrscht hohe Druckspannung vor, die -symmetrisch zur Mittellinie- nach außen hin abfällt und bei Überschreiten der äußersten Gleitebenen in Zugspannung übergeht. Ersichtlich ist bei dieser Anordnung der Gleitebenen die Druckspannung zwar größer als die Zugspannung, jedoch sollten polarisationsoptisch beide Spannungsarten noch unterscheidbar sein.

Wird schließlich in Übereinstimmung mit den früheren Annahmen davon ausgegangen, daß die Versetzungsdichte in den Gleitebenen von innen nach außen abnimmt, so erhält man ein



a)

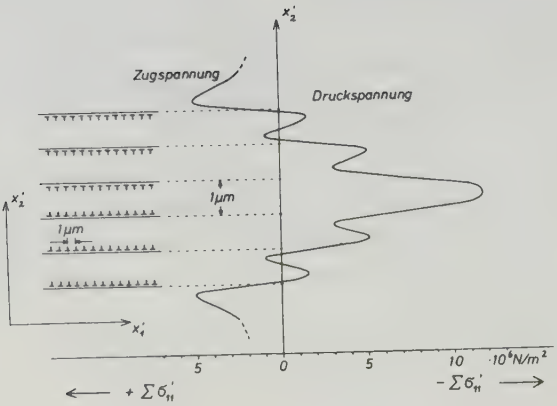
Abb.26: Verteilung der Druckspannungen $\Sigma\sigma'_{11}$ in Gleitbändern mit unterschiedlichen Anordnungen von Stufenversetzungen:

a) zugbeanspruchter Kristall, Abstand der Gleitebenen 10 µm, Abstand der Stufenversetzungen in den Gleitebenen 1 µm,

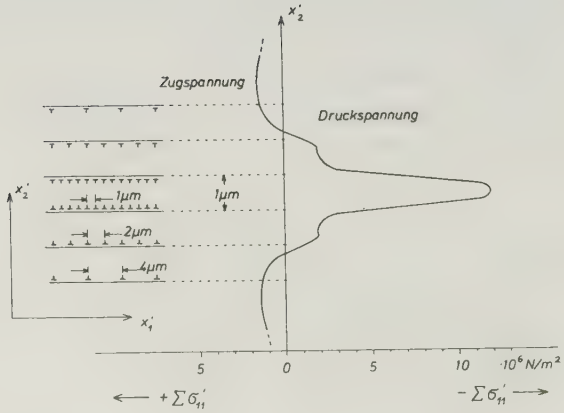
b) durch eine VICKERS-Pyramide beanspruchter Kristall, Abstand der Gleitebenen 1 µm, Abstand der Stufenversetzungen in den Gleitebenen 1 µm,

c) wie b), jedoch beträgt der Abstand zwischen den Stufenversetzungen auf den beiden inneren Gleitebenen 1 µm, auf den beiden mittleren 2 µm, auf den beiden äußeren 4 µm.

Bei den Berechnungen wurde $\tau_e = 0{,}24\ N/m^2$ (NIKITENKO und DEDUKH (23)) und $|\vec{b}| = 3{,}92 \cdot 10^{-10}$ m gesetzt.


Zugspannung
Druckspannung
1µm
1µm
5
0
5
10
·10⁶N/m²
+ Σσ'₁₁
- Σσ'₁₁

b)


Zugspannung
Druckspannung
1µm
1µm
2µm
4µm
5
0
5
10
·10⁶ N/m²
+ Σσ'₁₁
- Σσ'₁₁

c)

realistischeres Modell für das spannungsoptische Verhalten von AgCl nahe einem VICKERS-Eindruck. In dem Modell (Abb.26c) nimmt die Versetzungsdichte von Gleitebene zu Gleitebene jeweils um den Faktor 2 von innen nach außen ab. Hieraus ergibt sich eine Spannungsverteilung, bei der die Zugspannung nur noch eine untergeordnete Rolle spielt.

Die einfachen Modellbetrachtungen zeigen, daß durch plausible Annahmen über die Versetzungsdichten in den Gleitebenen der Einfluß der Zugspannung auf die Spannungsdoppelbrechung praktisch eliminiert werden kann. Die beobachteten Schwingungsrichtungen n'_γ im Mittelbereich der Doppelbrechungsbänder (Abb.24a und b) stehen im Einklang mit diesen Vorstellungen.

Daß im Mittelbereich der Doppelbrechungsbänder tatsächlich Stufenversetzungen wirksam sind, geht auch aus den Ätzbildern (Abb.14b) hervor. Die dort gezeigten Stränge hoher Ätzgrubendichte wurden in Seite 30 als Stufenversetzungen gedeutet, die mit "90°"-Gleitrichtungen verknüpft sind.

Der Verlauf der Schwingungsrichtungen n'_γ in den äußeren Bereichen der Doppelbrechungsbänder kann nicht durch Aneinanderreihungen von Stufenversetzungen erklärt werden. Es ist zu vermuten, daß hierfür die Schraubenkomponenten der Versetzungshalbschleifen verantwortlich sind.

V.2.6. Spannungsoptische Wirkung von Schraubenversetzungen

Die Berechnung der Spannungsindikatrix wird, wie bei den Stufenversetzungen, auf die Gleitrichtung [110] beschränkt. Schraubenversetzungen mit dem BURGERS-Vektor parallel [110] sind im Falle des Büschelgleitens auf einer zylindrischen Gleitfläche um [110] herum angeordnet. Für die Berechnung wird angenommen, daß die Zylinderfläche sich aus einer grossen Zahl von tautozonalen Flächen (Zonenachse [110]) zusammensetzt. Zu jeder Fläche gehört eine bestimmte Orientierung

der Schubspannung und der Spannungsindikatrix. Es genügt jedoch, die Rechnung auf einige einfach indizierte Ebenen zu beschränken.

Nach den Ausführungen in Kap. V.2.3. ist die einzige makroskopisch wirksame Schubspannung Σ'_{13} (in Matrix-Schreibweise Σ'_5). Für jedes Gleitsystem muß diese Schubspannung in das kubische Koordinatensystem transformiert werden. Mit den auf diese Weise sich ergebenden Spannungskomponenten σ_k erhält man aus Gl.(19), Seite 39, die Koeffizienten B_i der Repräsentationsfläche des Tensors B_{ij}.

1. Gleitsystem $(1\bar{1}0)/[110]$:

Mit $x'_1 \parallel [110]$, $x'_2 \parallel [\bar{1}10]$, $x'_3 \parallel [001]$ ergibt sich

$$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = \sigma_6 = 0, \qquad \sigma_4 = \sigma_5 = 1/2\sqrt{2}\,\Sigma'_5$$

und

$$B_1 = B_2 = B_3 = B_o, \qquad B_4 = B_5 = 1/2\sqrt{2}\,\pi_{44}\Sigma'_5, \qquad B_6 = 0.$$

Die Gleichung der Repräsentationsfläche lautet in diesem Fall

$$B_o(x_1^2 + x_2^2 + x_3^2) + \sqrt{2}\,\pi_{44}\,\Sigma'_5\,(x_2x_3 + x_3x_1) = 1.$$

Aus dieser Gleichung folgt, daß die Schnittellipse parallel (001) einen Kreisschnitt darstellt. Einen zweiten Kreisschnitt erhält man senkrecht zur Versetzungslinie, d.h. parallel (110). $[001]$ und $[110]$ sind folglich die optischen Achsen der Indikatrix ($2V = 90^o$). Aus der Orientierung der optischen Achsen der neutralen Indikatrix ergeben sich zwangsläufig folgende Orientierungen der Hauptachsen: x''_1 liegt parallel zur Winkelhalbierenden zwischen $[00\bar{1}]$ und $[110]$; x''_2 liegt parallel $[\bar{1}10]$; x''_3 liegt parallel zur Winkelhalbierenden zwischen $[001]$ und $[110]$.

Transformiert man obige Gleichung auf diese Achsen, erhält man die folgenden Hauptkoeffizienten:

$$B_1'' = 1/n_1^2 = B_o + 12\cdot10^{-12}\,\Sigma_5',$$

$$B_2'' = 1/n_2^2 = B_o,$$

$$B_3'' = 1/n_3^2 = B_o - 12\cdot10^{-12}\,\Sigma_5'.$$

Da in Beobachtungsrichtung [001] eine der optischen Achsen liegt, machen sich Schraubenversetzungen, die in der Ebene $(1\bar{1}0)$ parallel [110] angeordnet sind, spannungsoptisch nicht bemerkbar.

2. Gleitsystem (001)/[110]:

Mit $x_1' \parallel [110]$, $x_2' \parallel [00\bar{1}]$, $x_3' \parallel [\bar{1}10]$ ergibt sich

$$\sigma_1 = -\Sigma_5',\ \sigma_2 = +\Sigma_5',\ \sigma_3 = \sigma_4 = \sigma_5 = \sigma_6 = 0$$

und

$$B_1 = 1/n_1^2 = B_o - 9{,}4\cdot10^{-12}\,\Sigma_5',$$

$$B_2 = 1/n_2^2 = B_o + 9{,}4\cdot10^{-12}\,\Sigma_5',$$

$$B_3 = 1/n_3^2 = B_o,$$

$$B_4 = B_5 = B_6 = 0.$$

Hier liegen die Hauptachsen der Indikatrix parallel zu den kubischen Achsen. Eine optische Achse befindet sich in Richtung der Versetzungslinie parallel [110], die andere in Richtung $[\bar{1}10]$.

Mit negativer Schubspannung Σ_5' wird $B_1 > B_3 > B_2$ und $n_1 < n_3 < n_2$. Damit liegt n_α parallel [100] und n_γ parallel [010]. Mit positiver Schubspannung ergibt sich $B_1 < B_3 < B_2$ und $n_1 > n_3 > n_2$. In diesem Fall liegt n_γ parallel [100] und n_α parallel [010].

Für die Beobachtungsrichtung [001] erhält man eine Schnittellipse mit den Halbachsen n_α und n_γ. Unter der Voraussetzung eines elastisch isotropen Kontinuums ist das Spannungsfeld der Schraubenversetzung radialsymmetrisch. Dies bedeutet, daß die Schubspannungen oberhalb und unterhalb der Gleit-

ebene (001) gleich groß und entgegengesetzt gerichtet sind. Die zugehörigen Schnittellipsen befinden sich deshalb in Subtraktionsstellung zueinander, was zur Folge hat, daß die Gangunterschiede der Teilwellen sich aufheben. Schraubenversetzungen in der Ebene (001) mit BURGERS-Vektor parallel [110] sollten sich deshalb spannungsoptisch nicht bemerkbar machen.

3. Gleitsystem $(1\bar{1}1)/[110]$:

Mit $x_1' \parallel [110]$, $x_2' \parallel [\bar{1}1\bar{1}]$, $x_3' \parallel [\bar{1}12]$ ergibt sich

$$\sigma_1 = -0{,}53\Sigma_5', \quad \sigma_2 = +0{,}53\Sigma_5', \quad \sigma_4 = \sigma_5 = +0{,}58\Sigma_5', \quad \sigma_3 = \sigma_6 = 0$$

und

$$B_1 = B_o - 4{,}98 \cdot 10^{-12}\,\Sigma_5',$$

$$B_2 = B_o + 4{,}98 \cdot 10^{-12}\,\Sigma_5',$$

$$B_3 = B_o,$$

$$B_4 = B_5 = -\,6{,}93 \cdot 10^{-12}\,\Sigma_5',$$

$$B_6 = 0.$$

Die Gleichung der Repräsentationsfläche lautet:

$$B_1x_1^2 + B_2x_2^2 + B_3x_3^2 + 2B_4x_2x_3 + 2B_5x_3x_1 = 1.$$

Für Beobachtungen parallel [001] ist die Schnittellipse mit $x_3 = 0$ von Interesse. Ihre Gleichung ergibt sich zu

$$B_1x_1^2 + B_2x_2^2 = 1.$$

Man erkennt, daß die Halbachsen $n_1' = 1/\sqrt{B_1}$ und $n_2' = 1/\sqrt{B_2}$ dieser Schnittellipse parallel zu den kubischen Achsen x_1 und x_2 liegen. Für negatives Σ_5' ergibt sich $B_1 > B_2$ bzw. $n_1' < n_2'$. n_α' liegt dann parallel [100] und n_γ' parallel [010]. Für positives Σ_5' wird $B_1 < B_2$ bzw. $n_1' > n_2'$. Damit liegt n_α' parallel [010] und n_γ' parallel [100].

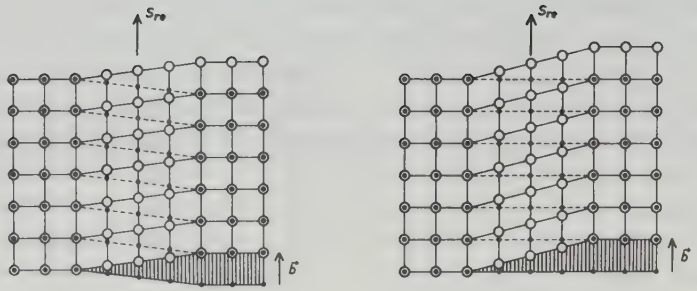
Wie im Beispiel 2 liegen auch in diesem Fall die Schnittellipsen für die Bereiche oberhalb und unterhalb der Gleit-

ebene in Subtraktionsstellung zueinander, weshalb die in dieser Gleitebene angeordneten Schraubenversetzungen ebenfalls nicht im Polarisationsmikroskop beobachtbar sind.

Für die drei diskutierten Gleitsysteme ergibt die Rechnung, daß von den Schraubenversetzungen in den angenommenen Gleitebenen in Beobachtungsrichtung [001] keine spannungsoptische Wirkung ausgeht. Man kann zeigen, daß dies für alle anderen tautozonalen Gleitebenen ebenfalls gilt. Mit anderen Worten: Schraubenversetzungen mit radialsymmetrischer Spannungsverteilung, wie sie für das elastisch isotrope Kontinuum angenommen wird, sollten zumindest für Beobachtungsrichtungen senkrecht zum BURGERS-Vektor spannungsoptisch nicht nachweisbar sein.

Diese Feststellung steht im Widerspruch zu den in Abb.24a und b wiedergegebenen Befunden, denen zufolge in den Randbereichen A und B der Doppelbrechungsbänder Schwingungsrichtungen n'_γ beobachtet werden, die mit den im 2. und 3. Beispiel berechneten Richtungen fast übereinstimmen. Mit den dort verwendeten Modellen sind die gefundenen Orientierungen von n'_γ allerdings nur dann erklärbar, wenn die spannungsoptischen Effekte oberhalb und unterhalb der Gleitebene sich gegenseitig nicht aufheben. Dies ist z.B. dann der Fall, wenn die Spannungsverteilung um die Schraubenversetzungen nicht mehr radialsymmetrisch ist.

Abb.27a und b zeigt Bausteinanordnungen nahe dem Versetzungskern, die zu radialsymmetrischen bzw. nichtradialsymmetrischen Spannungsverteilungen führen. Eine radialsymmetrische Spannungsverteilung erhält man dann, wenn im abgescherten Bereich die Bausteine oberhalb und unterhalb der Gleitebene um jeweils 1/2 b aus ihrer Lage heraus gegeneinander verschoben sind (Abb.27a). Die extremste nichtradialsymmetrische Spannungsverteilung ergibt sich dagegen, wenn im abgescherten Bereich z.B. die Bausteine oberhalb der Gleitebene um b gegen ihre ursprüngliche Lage verschoben sind, während die Bausteine unterhalb der Gleitebene in ihren alten Posi-



a) b)

Abb.27: Bausteinanordnung nahe dem Versetzungskern einer rechtsgängigen Schraubenversetzung:
a) radialsymmetrisch,
b) nichtradialsymmetrisch
Die Punkte stellen Bausteine unterhalb der Gleitebene, die Kreise Bausteine oberhalb der Gleitebene dar.

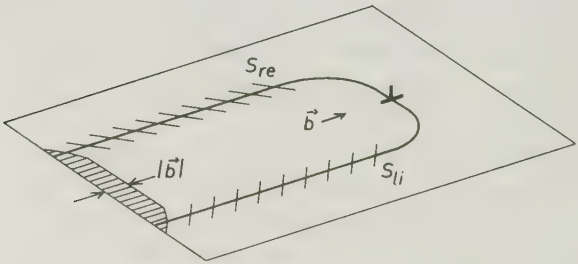


Abb.28: Versetzungshalbschleife mit nichtradialsymmetrischer rechts- bzw. linksgängiger Schraubenkomponente.

tionen verbleiben (Abb.27b). Unter welchen Bedingungen solch extreme Bausteinlagen stabil sind, bleibt offen. Denkbar wäre, daß in kubischen Kristallen wegen ihrer elastischen Anisotropie die für das elastisch isotrope Kontinuum entwickelten Vorstellungen keine Gültigkeit mehr haben. Möglich wäre aber auch, daß das Abweichen von der Radialsymmetrie durch die Verformungsvorgänge verursacht wird.

Wie solches geschehen kann, ist in Abb.28 angedeutet. Gezeigt ist eine Versetzungshalbschleife, die während des Eindringens der VICKERS-Pyramide erzeugt wurde. Oberhalb der Gleitebene wurde das Material um b abgeschert und über die Stufenkomponente der Versetzungshalbschleife in den Kristall hineingeschoben. Die rechts- bzw. linksgängige Schraubenkomponente der Halbschleife zeigen Bausteinverschiebungen wie für die rechtsgängige Schraubenversetzung in Abb.27b.

Aus den Kapn. V.2.3. und V.2.6. geht hervor, daß für das Gleitsystem (001)/[110] das Spannungsfeld von rechtsgängigen Schraubenversetzungen oberhalb der Gleitebene negativ, unterhalb positiv ist. Bei linksgängigen Schraubenversetzungen ist es gerade umgekehrt. Da bei dem zugrundegelegten Modell die Spannungskomponenten unterhalb der Gleitebenen wegfallen, liegt für rechtsgängige Schraubenkomponenten n_α parallel [100] und n_γ parallel [010], für linksgängige Komponenten ist die Orientierung gerade vertauscht. Durch Vergleich mit Abb.24b ergibt sich, daß bei Gültigkeit dieses Modells im Bereich A rechtsgängige, im Bereich B linksgängige Schraubenkomponenten im Überschuß vorhanden sein müssen. MILLER (37) gelang es, derartige Versetzungsanordnungen in AgCl durch Dekoration mit photolytischem Silber nachzuweisen.

An dieser Stelle muß nochmals darauf hingewiesen werden, daß die in den Doppelbrechungsbändern ermittelten Schwingungsrichtungen n'_γ nicht genau parallel [100] bzw. [010] liegen, sondern nur allmählich aus der Lage parallel [110] im Mit-

telbereich in die Richtungen [100] und [010] umschwenken, an diese aber nur in den äußersten Bereichen von A und B bis auf 5^{o} herankommen. Dieses Verhalten erklärt sich folgendermaßen: Bei der Berechnung der Spannungsfelder von Versetzungsgruppierungen wurde von geraden Versetzungslinien reinen Stufen- bzw. Schraubencharakters ausgegangen und jede Anordnung für sich betrachtet. Im allgemeinen liegen jedoch in einem verformten Kristall gekrümmte Versetzungslinien mit gemischtem Stufen- und Schraubencharakter vor. Das Spannungsfeld einer solchen Versetzungslinie setzt sich aus den Feldern der Stufen- bzw. Schraubenanteile zusammen. Die Spannungsdoppelbrechung, die durch die Normalspannung des Stufenanteils hervorgerufen wird, überlagert sich der Spannungsdoppelbrechung, die durch die Schubspannung des Schraubenanteils verursacht wird. Die Schwingungsrichtungen n'_{α} und n'_{γ} liegen dann je nach Anteil des Stufen- und Schraubencharakters der Versetzungslinie zwischen den Schwingungsrichtungen, die für die Stufen- bzw. Schraubenversetzungen errechnet wurden. Für das [110]-Doppelbrechungsband bedeutet dies, daß die Schwingungsrichtungen Lagen zwischen [110] (reine Stufenversetzungen) und [100] bzw. [010] (reine Schraubenversetzungen) einnehmen.

V.2.7. Deutung der übrigen Doppelbrechungsfiguren

Da die für das [110]-Doppelbrechungsband angestellten Berechnungen für Stufen- und Schraubenversetzungsanhäufungen aller ⟨110⟩-Gleitrichtungen im Kristall gelten, können nun auch die übrigen Doppelbrechungsfiguren gedeutet werden. Hierbei wird im folgenden nur auf Stufenversetzungen eingegangen.

In Abb.24a, Seite 50, werden die ⟨110⟩-Doppelbrechungsbänder gegen den Eindruck in 45^{o}-Orientierung von scharfen Auslöschungslinien in Form eines Quadrats mit Seiten parallel ⟨110⟩ abgegrenzt. Innerhalb dieses Quadrats sind die Schwingungsrichtungen n'_{γ} um 90^{o} gegen die Schwingungsrichtungen

im Mittelbereich der Doppelbrechungsbänder gedreht. Aus der Orientierung der Spannungsindikatrix für Reihen von Stufenversetzungen folgt, daß diese Schwingungsrichtungen Stufenversetzungen zuzuordnen sind, die in Gleitrichtung parallel den Seiten des Quadrats aufgestaut sind. Dies stimmt mit den Gleitlinienmustern und Ätzfiguren in Abb. 7 und 13 überein: fehlende Gleitlinien und hohe Versetzungsdichte innerhalb des kissenförmig verzeichneten Quadrats deuten auf betätigte Gleitrichtungen parallel den Seiten des Quadrats hin.

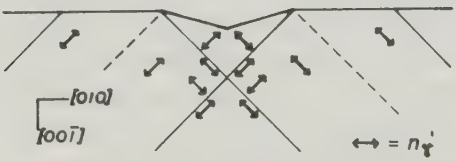
Die zweigeteilten Felder schwacher Spannungsdoppelbrechung (Abb.24c) werden durch Aneinanderreihungen von Stufenversetzungen in den primären und sekundären Gleitrichtungen verursacht. Als Beispiel sei im folgenden die spannungsoptische Wirkung von Stufenversetzungen mit BURGERS-Vektoren parallel $[01\bar{1}]$ (primäre Gleitrichtung) betrachtet. Die Rechnung, die wie für das Doppelbrechungsband parallel $[110]$ durchgeführt wurde, ergibt für die durch diese Stufenversetzungsreihen erzeugte einachsige Druckspannung parallel $[01\bar{1}]$ eine Schnittellipse mit n'_γ parallel $[010]$. Dabei ist, wie bisher, die Beobachtungsrichtung $[001]$ zugrundegelegt. Die für n'_γ gefundene Orientierung entspricht genau der beobachteten Schwingungsrichtung in dem Doppelbrechungsfeld, das sich in $[010]$-Richtung erstreckt. Für Stufenversetzungen mit BURGERS-Vektoren parallel $[011]$ (sekundäre Gleitrichtung) erhält man dasselbe Ergebnis. Spannungsoptisch kann deshalb nicht festgestellt werden, welches der beiden Gleitsysteme wirksam ist.

Um weitere Hinweise auf den Verformungsvorgang zu erhalten, wurden Eindrücke von der Seite her nach Doppelbrechungseffekten untersucht. Hierzu wurden sehr dünne Kristallplättchen parallel (100) und (110) hergestellt, die jeweils den Eindruck enthielten.

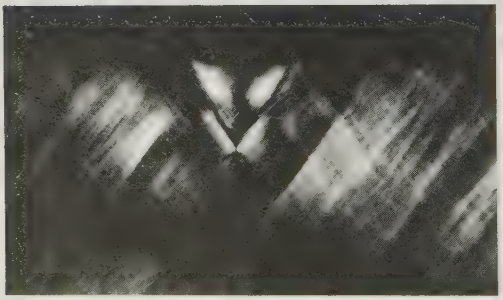
Abb. 29 zeigt die Doppelbrechung in der Umgebung eines Eindrucks für die beiden Blickrichtungen $[\bar{1}00]$ und $[\bar{1}\bar{1}0]$, wobei die gekreuzten Nicols jeweils parallel und senkrecht zu

Abb.29: Spannungsdoppelbrechung in der Umgebung eines Eindrucks in den Flächen (100) und (110) senkrecht zur Eindruckfläche (001); Belastung 200 p; Vergr. 20x;

a) in (100), gekreuzte Nicols parallel und senkrecht zu [001],



zu a) gehörige Schwingungsrichtung n'_γ;



b) in (110), gekreuzte Nicols parallel und senkrecht zu [001],

zu b) gehörige Schwingungsrichtung n'_γ.

[001] orientiert sind. Darunter ist jeweils die Lage der Schwingungsrichtungen n'_γ eingezeichnet. Die in beiden Abbildungen - insbesonders auf der rechten Seite - sichtbaren, breiten Doppelbrechungsbänder parallel $[0\bar{1}\bar{1}]$ bzw. $[10\bar{1}]$, die Teile des Kristalls in relativ großem Abstand vom Eindruck durchziehen, sind auf Verformungen bei der Herstellung der Kristallplättchen zurückzuführen und haben mit dem Eindruckvorgang nichts zu tun.

In Abb.29a erkennt man unmittelbar unterhalb des Eindrucks mehrere Doppelbrechungsfelder, die durch Auslöschungslinien parallel den Gleitrichtungen $[0\bar{1}\bar{1}]$ und $[0\bar{1}\bar{1}]$ voneinander getrennt sind. Oberhalb dieser Linien ist n'_γ senkrecht zu den Gleitrichtungen orientiert, unterhalb parallel. Überträgt man die Ergebnisse der Rechnung für Stufenversetzungsreihen im Gleitsystem $(\bar{1}10)/[110]$ sinngemäß auf den vorliegenden Fall, so ergibt sich, da n_γ immer senkrecht zur Druck- bzw. Gleitrichtung steht, daß sich in den beiden Richtungen $[0\bar{1}\bar{1}]$ und $[0\bar{1}\bar{1}]$ Anhäufungen von positiven Stufenversetzungen durchkreuzen. Im Gegensatz zu den [110]-Doppelbrechungsbändern auf (001) - siehe Abb.24a - zeigen die Doppelbrechungsfelder in Abb.29a unterhalb der Auslöschungslinien Orientierungen von n'_γ, die auf Zugbeanspruchung parallel zu den Gleitrichtungen schließen lassen. Dieser Unterschied ist auf folgendes zurückzuführen: Während in den Doppelbrechungsbändern von Abb.24a die Stufenversetzungen symmetrisch zur Mittellinie angeordnet sind und die Versetzungsdichte von innen nach außen stetig abnimmt (siehe Abb.25c), liegt hier eine Folge von Gleitbändern vor, in denen die Versetzungsdichte zwar hoch, aber konstant ist. Außerdem haben die wirksamen Stufenversetzungen alle dasselbe Vorzeichen.

Innerhalb des Dreiecks, das von den beiden Auslöschungslinien umschlossen wird, sind die betätigten Gleitsysteme an den feinen, dicht beieinanderliegenden, mehr oder weniger stark doppelbrechenden Bändern deutlich zu erkennen. Dies deutet darauf hin, daß im Überschneidungsbereich Hindernisse aufge-

baut werden, an denen sich die Stufenversetzungen - unter Bildung der Bandstruktur - aufstauen.

Entsprechende Ergebnisse zeigen die Doppelbrechungsfiguren unter dem Eindruck in Blickrichtung $[\bar{1}\bar{1}0]$ (Abb.29b), nur beträgt hier der Winkel zwischen den Auslöschungsrichtungen nicht mehr 90°, sondern ca. 70°. Dieser Winkel, der dem in den Ätzfiguren in Abb.16b zwischen den Ätzgrubenreihen gefundenen entspricht, bestätigt die Beanspruchung von $\{111\}$-Gleitebenen.

In den Doppelbrechungsfeldern von Abb.29b liegt n'_{γ} unter einem Winkel von ca. 35° zur $[001]$-Achse. Für Stufenversetzungsreihen parallel zu den primären Gleitrichtungen $[01\bar{1}]$ und $[\bar{1}0\bar{1}]$ bzw. $[0\bar{1}\bar{1}]$ und $[10\bar{1}]$, die sich auf (110) überlagern, ergibt die Rechnung Schwingungsrichtungen n'_{γ} mit einem Winkel von ca. 37° zur $[001]$-Achse. Diese Übereinstimmung zwischen den beobachteten und berechneten Winkeln bestätigt, daß in den primären Gleitrichtungen Stufenversetzungen aufgestaut sind.

Die polarisationsoptischen Untersuchungen zeigen, daß bereits einfache Modelle genügen, um qualitative Aussagen über die Anordnung von Stufen- und Schraubenversetzungen im Eindruckbereich zu erhalten. Quantitative Aussagen sind jedoch nicht zu gewinnen, weil die Doppelbrechungsfelder verschiedener Versetzungsanordnungen sich überlagern, die Schichtdicke der einzelnen Anordnungen unbekannt und die Spannungsverteilung inhomogen ist.

V.3. Wechselwirkungen zwischen den Versetzungen während des Eindruckvorgangs

Die Untersuchungen in Kap.IV.2.2., Seite 19ff., zeigen, daß der Eindruckvorgang in mindestens zwei Teilprozessen abläuft. In einem ersten Teilprozess werden von der VICKERS-Pyramide nur primäre "45°"- und "90°"-Gleitrichtungen beansprucht,

im zweiten wird das Kristallmaterial längs den sekundären "135°"-Gleitrichtungen zur Kristalloberfläche transportiert. Das Ziel ist, die Umlenkung des Materialtransports von den primären in die sekundären Gleitrichtungen zu verstehen. Es liegt nahe, als Ursache hierfür Wechselwirkungen zwischen Versetzungen, insbesondere Versetzungsreaktionen, anzusehen.

V.3.1. Versetzungsreaktionen

Versetzungsreaktionen in Alkalihalogenid-Kristallen des NaCl-Typs wurden von KEAR, TAYLOR und PRATT (38) diskutiert. Für das Gleitsystem $\{1\bar{1}0\}/\langle 110\rangle$ sind drei Reaktionen möglich, die in Tab.5 durch Beispiele beschrieben sind. Da Versetzungsreaktionen nur in solche Richtungen ablaufen können, die mit Energiegewinn verbunden sind, ist in Tab.5 außerdem für jede Reaktion die Energiebilanz angegeben, die sich aus dem Quadrat der entsprechenden BURGERS-Vektoren ergibt:

Tab.5: Versetzungsreaktionen und deren Energiebilanz für das Gleitsystem $\{1\bar{1}0\}/\langle 110\rangle$; $\vec{b}$ = BURGERS-Vektor; a = Gitterkonstante.

	$\vec{b}_1$	$\vec{b}_2$	$\vec{b}_3$	Energiebilanz $\lvert\vec{b}_1\rvert^2+\lvert\vec{b}_2\rvert^2$	$\lvert\vec{b}_3\rvert^2$
(1)	$a/2[0\bar{1}\bar{1}]$ +	$a/2[\bar{1}01]$ →	$a/2[\bar{1}\bar{1}0]$	a^2	$a^2/2$
(2)	$a/2[0\bar{1}\bar{1}]$ +	$a/2[01\bar{1}]$ →	$a\,[00\bar{1}]$	a^2	a^2
(3)	$a/2[0\bar{1}\bar{1}]$ +	$a/2[10\bar{1}]$ →	$a/2[1\bar{1}\bar{2}]$	a^2	$3a^2/2$

Bei der unter (1) beschriebenen Reaktion treten Versetzungen miteinander in Wechselwirkung, die sich in den Gleitebenen $(0\bar{1}1)$ und (101) in Richtung $[0\bar{1}\bar{1}]$ und $[10\bar{1}]$ bewegen (Abb.30). Die bei der Reaktion freiwerdende Energie ist gleich der halben elastischen Energie der Ausgangsversetzungen. Damit ist diese Versetzungsreaktion sehr wahrscheinlich. Es resul-

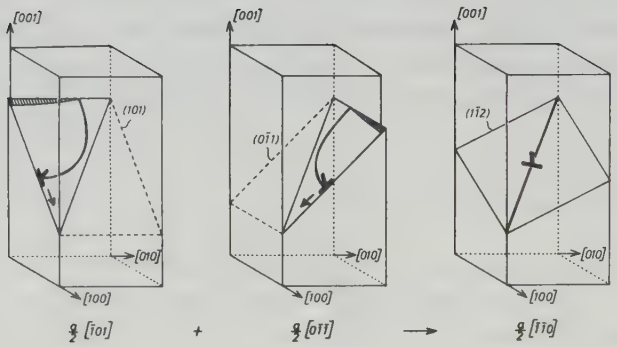


Abb.30: Darstellung der Versetzungsreaktion (1) der Tab.5: Die Pfeile zeigen die Gleitrichtungen der Ausgangsversetzungen an. (Nach KEAR, TAYLOR und PRATT (38)).

tiert eine Versetzungslinie, die in die Schnittgerade der beiden Gleitebenen fällt. Da der BURGERS-Vektor a/2 [$\bar{1}\bar{1}$0] auf dieser Schnittgeraden senkrecht steht, handelt es sich um eine reine Stufenversetzung. BURGERS-Vektor und Versetzungslinie spannen die (1$\bar{1}$2)-Ebene als Gleitebene auf. Bei NaCl wurde die Ebene (1$\bar{1}$2) noch nie als Gleitebene beobachtet. Hieraus wird geschlossen, daß die bei der Reaktion (1) entstehende Versetzungslinie in NaCl nicht gleitfähig ist.

Anders verhält es sich bei AgCl, wo wegen des Büschelgleitens jede nur erdenkliche Ebene, die der Zone mit der Gleitrichtung als Zonenachse angehört, eine Gleitebene ist. Hier sind Versetzungslinien des eben beschriebenen Typs voll gleitfähig.

Reaktion (2) beschreibt Wechselwirkungen von Versetzungen, die sich in zueinander senkrechten Gleitebenen (0$\bar{1}$1) und

(011) aufeinander zubewegen. Es ergibt sich eine Versetzungslinie mit BURGERS-Vektor parallel $[00\bar{1}]$ und (010) als Gleitebene. Diese Reaktion, bei der sich die elastische Energie nicht ändert, ist bei Ionenkristallen unwahrscheinlich, weil dabei gleichnamige Ionen als nächste Nachbarn auftreten würden. Günstigere Voraussetzungen für das Zustandekommen der Reaktion (2) findet man jedoch in Kristallen, in denen der ionogene Bindungsanteil relativ gering ist. Z.B. wurden von BARTLETT und MITCHELL (39) die dieser Reaktion entsprechenden Versetzungen in AgBr beobachtet. Die Versetzungen sind jedoch nicht gleitfähig, weil aus elektrostatischen Gründen die Verschiebung von Bausteinen in $\langle 100 \rangle$-Richtung nur unter Aufwendung hoher Energie möglich ist. Für AgCl, das etwa die gleichen ionogenen Bindungsanteile und ähnliches plastisches Verhalten wie AgBr aufweist, wurde die Reaktion (2) bisher nicht beschrieben, jedoch kann angenommen werden, daß sie in diesem Kristall ebenfalls ablaufen kann, die Versetzungen aber nicht gleitfähig sind.

Die dritte Reaktion ist sehr unwahrscheinlich, weil sie nur unter Zufuhr von Energie ablaufen kann. Sie wurde auch noch bei keiner Kristallart beobachtet. Aus diesen Gründen wird sie im folgenden nicht diskutiert.

Die eben beschriebenen Reaktionen gelten für jedes Gleitsystem mit $\langle 110 \rangle$ als Gleitrichtung und somit auch für das Büschelgleitsystem des AgCl. Anhand des Verformungsvorgangs wird nun ermittelt, welche Versetzungsreaktionen möglich sind und ob diese zu den beobachteten Erscheinungen im Eindruckbereich führen können. Da bei AgCl aufgrund des Büschelgleitens pro Versetzungsreaktion zahllose Gleitebenenkombinationen möglich sind, werden - um die Übersicht nicht zu verlieren - hierbei nur die wichtigsten, einfach indizierten Gleitebenen $\{100\}$, $\{110\}$ und $\{111\}$ des Büschelgleitsystems berücksichtigt. Dabei ist zu beachten, daß nur solche Versetzungen miteinander reagieren können, die sich aufeinander zubewegen. Deshalb werden für den jeweiligen Fall nur solche

Gleitebenen berücksichtigt, die sich im Eindruckbereich schneiden (konvergierende Gleitebenen).

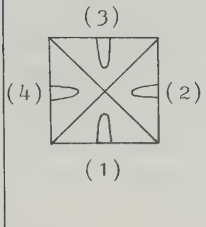
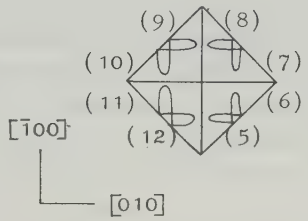
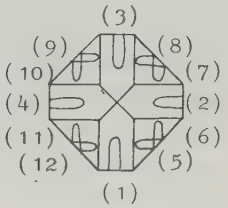
V.3.1.1. Reaktionen zwischen den Versetzungen der "45°"-Gleitrichtungen

Vom Abscherungsbereich im Umkreis der Kontaktfläche zwischen Pyramide und Kristall erstrecken sich in den vier Gleitrichtungen $[10\bar{1}]$, $[01\bar{1}]$, $[\bar{1}0\bar{1}]$ und $[0\bar{1}\bar{1}]$ vier Gleitprismen überkreuz in den Kristall. Die konvergierenden Gleitebenen dieser vier Prismen sind: $(\bar{1}01)$, $(0\bar{1}1)$, (101) und (011) sowie $(\bar{1}\bar{1}1)$, $(1\bar{1}1)$, (111) und $(\bar{1}11)$. Die Wechselwirkungen der sich in diesen Ebenen bewegenden Versetzungshalbschleifen werden im folgenden betrachtet.

In Tab.6 sind die Ergebnisse aus allen möglichen Versetzungsreaktionen und deren Folgereaktionen angegeben. Um die Reaktionen übersichtlich darzustellen, sind die Gleitebenen und die zugehörigen Versetzungshalbschleifen der einzelnen Gleitsysteme auf (001) projiziert dargestellt und nummeriert. Jede Nummer entspricht dabei einer Versetzungshalbschleife in einem bestimmten Gleitsystem. Die aus den Reaktionen hervorgehenden neuen Versetzungslinien sind mit den beiden Nummern der Ausgangsversetzungen gekennzeichnet, z.B. (1) + (2) = (1,2). Sind die resultierenden Versetzungen gleitfähig, ist für die Beschreibung von Folgereaktionen ihrem Gleitsystem jeweils eine römische Ziffer zugeordnet.

Aus Tab.6 geht hervor, daß die angenommenen Reaktionen gleitfähige Versetzungen mit Gleitvektor parallel $[110]$, $[\bar{1}10]$, $[\bar{1}\bar{1}0]$ und $[1\bar{1}0]$ ergeben. Aus den Versetzungen der "45°"-Gleitrichtungen resultieren somit Versetzungen der "90°"-Gleitrichtungen. Hieraus folgt, daß die in diesen Richtungen wirksamen Versetzungen, die im Experiment tatsächlich beobachtet werden, zumindest zum Teil aus Versetzungsreaktionen stammen.

Tab.6: Reaktionen unter den Versetzungen der "45°"-Gleitrichtungen auf konvergierenden {110}- und {111}-Gleitebenen (siehe Text); $\vec{b}$ = BURGERS-Vektor.

Versetzungen der "45°"-Gleitrichtungen und ihre Gleitsysteme		
{110}:	{111}:	{110} u. {111}:
		
[$\bar{1}$00] [010]		

(1): ($\bar{1}$01)/[$\bar{1}$0$\bar{1}$]	(5): ($\bar{1}\bar{1}$1)/[0$\bar{1}\bar{1}$]	(9): (111)/[01$\bar{1}$]
(2): (0$\bar{1}$1)/[0$\bar{1}\bar{1}$]	(6): ($\bar{1}\bar{1}$1)/[$\bar{1}$0$\bar{1}$]	(10): (111)/[10$\bar{1}$]
(3): (101)/[10$\bar{1}$]	(7): (1$\bar{1}$1)/[10$\bar{1}$]	(11): ($\bar{1}$11)/[$\bar{1}$0$\bar{1}$]
(4): (011)/[01$\bar{1}$]	(8): (1$\bar{1}$1)/[0$\bar{1}\bar{1}$]	(12): ($\bar{1}$11)/[01$\bar{1}$]

Reaktionen zu gleitfähigen Versetzungen mit $\vec{b}$ = 1/2 a⟨110⟩	
(1,2): ($\bar{1}\bar{1}$2)/[1$\bar{1}$0] (I)	(5,6)(5,1)(6,2): ($\bar{1}\bar{1}$1)/[1$\bar{1}$0] (V)
(2,3): (1$\bar{1}$2)/[110] (II)	(7,8)(2,7)(8,3): (1$\bar{1}$1)/[110] (VI)
(3,4): (112)/[1$\bar{1}$0] (III)	(9,10)(3,9)(10,4): (111)/[1$\bar{1}$0] (VII)
(4,1): ($\bar{1}$12)/[110] (IV)	(11,12)(4,11)(12,1): ($\bar{1}$11)/[110] (VIII)

Reaktionen zu nichtgleitfähigen Versetzungen mit $\vec{b}$ = a⟨100⟩	
(1,3): (001)/[100]	(6,7)(V,VI): (0$\bar{1}$1)/[100]
(2,4): (001)/[010]	(8,9)(VI,VII): (101)/[010]
(I,II): (0$\bar{1}$2)/[100]	(10,11)(VII,VIII): (011)/[100]
(II,III): (102)/[010]	(12,5)(VIII,V): ($\bar{1}$01)/[010]
(III,IV): (012)/[100]	
(IV,I): ($\bar{1}$02)/[010]	

Die Gleitebenen der neuen Versetzungslinien ergeben sich aus denen der Ausgangsversetzungen. Liegen die Ausgangsversetzungen auf $\{110\}$- Gleitebenen, resultieren $\{112\}$-Gleitebenen. Durch Kombination von $\{111\}$-Gleitebenen mit jeder beliebigen Gleitebene der zylindrischen Gleitfläche erhält man $\{111\}$-Gleitebenen. Durch Versetzungsreaktionen dieser Art werden also bevorzugt Versetzungen auf $\{111\}$-Gleitebenen erzeugt.

Durch Reaktionen von Versetzungslinien senkrecht zueinanderstehender, konvergierender "45°"-Gleitrichtungen wie $[10\bar{1}]$ und $[\bar{1}0\bar{1}]$ bzw. $[01\bar{1}]$ und $[0\bar{1}\bar{1}]$ entstehen nichtgleitfähige Versetzungslinien mit BURGERS-Vektor parallel $\langle 100\rangle$ (Tab.6). Diese Versetzungslinien sind je nach Ausgangsgleitebenen parallel den Kanten zwischen den $\{110\}$- bzw. $\{111\}$-Gleitebenen ausgerichtet.

Reaktionen zwischen den neugebildeten Versetzungslinien parallel zu den "90°"-Gleitrichtungen führen ebenfalls zu solchen nichtgleitfähigen Versetzungslinien. Diese Versetzungslinien liegen entlang den Schnittlinien zwischen den $\{112\}$- bzw. $\{111\}$-Gleitebenen.

Die nichtgleitfähigen Versetzungen stellen für die Stufenkomponenten der den Ausgangsversetzungen nachfolgenden Versetzungslinien unüberwindliche Hindernisse dar. Dies bedeutet, daß Aufstauungen von Stufenversetzungen in allen $\langle 110\rangle$-Gleitrichtungen zu erwarten sind, die zu nichtgleitfähigen Versetzungslinien hinführen. In den Gleitebenen $\{110\}$ und $\{111\}$ sind demnach die Versetzungen in den "45°"-Gleitrichtungen, in den Ebenen $\{112\}$ und $\{111\}$ in den "90°"-Gleitrichtungen aufgestaut. Da aus den Versetzungsreaktionen bevorzugt Versetzungen auf $\{111\}$-Gleitebenen hervorgehen, muß als Folge davon eine nach unten gerichtete $\{111\}$-Verfestigungspyramide um den Eindruck herum entstehen.

Dieses Ergebnis stimmt mit den beobachteten Erscheinungen im Eindruckbereich voll überein: Das kissenförmig verzeich-

nete Gleitlinienquadrat (Abb.7), die geradlinigen ⟨110⟩-Ätzgrubenreihen (Abb.16a u. b) und die doppelbrechenden ⟨110⟩-Bänder und -Linien in den Flächen (001), (100) und (110) um den Eindruck herum (Abb.21a, 29a,c) zeigen genau diese Verfestigungspyramide.

An dieser Stelle muß noch kurz auf die Bedeutung von Stapelfehlern des SHOCKLEY-Typs für die plastische Verformung hingewiesen werden. Solche Fehler entstehen nur in {111}- Ebenen von kubisch-flächenzentrierten Kristallen. Die Stapelfolge der in Richtung ⟨111⟩ aufeinanderfolgenden positiv bzw. negativ geladenen Netzebenen eines Kristalls vom NaCl-Typ ist für das ungestörte Gitter: ...A'B C'A B'C A'... . Ein möglicher Stapelfehler würde durch die Reihenfolge .. ...A'B C'A B'A B'C A'... erzeugt. Ein solcher Fehler kann als in den Kristall eingelagerte Zwillingsschicht betrachtet werden. Das Auftreten von Zwillingen in der betreffenden Kristallart wird deshalb als Indiz für das Vorkommen von Stapelfehlern des SHOCKLEY-Typs gewertet. Nach SPRACKLING (40) sind Zwillingsbildungen in Kristallen mit reinem Ionencharakter aus Energiegründen nicht zu erwarten. Wohl aber wurden in Silberhalogeniden Wachstumszwillinge nach {111} beobachtet. Da SHOCKLEY-Teilversetzungen in {111}-Ebenen voll gleitfähig sind und makroskopische Deformationen und Spannungen ähnlich denen von Versetzungen zu erzeugen vermögen, ist es nicht ausgeschlossen, daß auch Stapelfehler als Ursache für die Beanspruchung von {111}-Gleitebenen in Frage kommen.

V.3.1.2. Reaktionen zwischen Versetzungen der "90°"-Gleitrichtungen

Parallel zur Oberfläche des Kristalls erstrecken sich vom Mittelbereich des Eindrucks aus rinnenförmige - bei Beschränkung auf wenige Gleitebenen - Gleitprismen in Richtung der vier Gleitvektoren [110], [$\bar{1}$10], [1$\bar{1}$0] und [$\bar{1}\bar{1}$0]. Im Überkreuzungsbereich stehen die Gleitrichtungen senkrecht

aufeinander. Deshalb gehen aus den Reaktionen von Versetzungen, die sich in diesen Gleitrichtungen bewegen, nichtgleitfähige Versetzungslinien mit BURGERS-Vektor parallel ⟨100⟩ hervor (Tab.6). Hinter diesen stauen sich die nachfolgenden Stufenversetzungen auf. Dies zeigt sich in den Ätzgrubenreihen parallel ⟨110⟩ um den Eindruck herum und in den Schwalbenschwänzen (Abb.13b und 14a).

V.3.1.3. Reaktionen zwischen den Versetzungen der "45°"- und "90°"-Gleitrichtungen

In diesem Abschnitt werden Reaktionen zwischen Versetzungen in den Gleitprismen der "45°"- und der "90°"-Gleitrichtungen untersucht. Als Beispiel werden im folgenden die Reaktionen zwischen den Versetzungen der $[10\bar{1}]$- und $[110]$-Gleitrichtungen betrachtet. Da diese Gleitrichtungen einen Winkel von 60° einschließen, können sich zwischen ihren Versetzungen nur Reaktionen vom Typ (1) und $(\bar{3})$, Tab.5, abspielen, wobei Typ (3) wegen der ungünstigen Energiebilanz nicht in Frage kommt. Für die in Betracht gezogenen Gleitrichtungen ergibt sich folgender Reaktionsablauf:

$$a/2[\bar{1}01] + a/2[110] \rightarrow a/2[011].$$

Die Gleitebenen der neuen Versetzungslinien, die sich aus den Gleitebenenkombinationen der Ausgangsversetzungen ergeben, sind in Tab.7 aufgelistet.

Versetzungslinien mit BURGERS-Vektor parallel $a/2[011]$ können entweder parallel $[0\bar{1}\bar{1}]$ in den Kristall hinein- oder parallel $[011]$ aus dem Kristall herausgleiten. Im letzteren Fall sollten die Spuren der beanspruchten Gleitebenen den Gleitlinien der sekundären Materialaufschiebungen entsprechen. Dies ist tatsächlich der Fall, wie ein Vergleich der Ergebnisse in Tab.7 und Abb.7 zeigt: Die Spuren der in Tab.7 unterstrichenen Gleitebenen hüllen die eine Hälfte des lappenförmigen Musters II im Quadranten I ein (Abb.31).

Tab.7: Gleitebenen der Versetzungen mit BURGERS-Vektor parallel a/2[011], die aus den Reaktionen zwischen den Versetzungen der Gleitrichtungen $[10\bar{1}]$ und [110] hervorgehen. Die Gleitebenen aus den wahrscheinlichsten Reaktionen sind unterstrichen.

Gleitebenen der $[10\bar{1}]$-Gleitricht.	Gleitebenen der [110]-Gleitrichtung				
	$(\bar{1}1\bar{1})$	$(\bar{1}10)$	$(\bar{1}11)$	(001)	$(1\bar{1}1)$
$(\bar{1}1\bar{1})$	$(\bar{1}1\bar{1})$	$(\bar{1}1\bar{1})$	$(\bar{1}1\bar{1})$	-	-
$(\bar{1}0\bar{1})$	$(\bar{1}1\bar{1})$	$(\bar{2}1\bar{1})$	$(\bar{3}1\bar{1})$	$(\bar{1}00)$	-
$(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$	$(\bar{1}1\bar{1})$	$\underline{(\bar{3}1\bar{1})}$	$\underline{(\bar{1}00)}$	$\underline{(\bar{1}\bar{1}1)}$	$(1\bar{1}1)$
$(0\bar{1}0)$	$(\bar{1}1\bar{1})$	$\underline{(\bar{1}00)}$	$\underline{(\bar{1}\bar{1}1)}$	$\underline{(0\bar{1}1)}$	$(1\bar{1}1)$
$(1\bar{1}1)$	-	-	$(1\bar{1}1)$	$(1\bar{1}1)$	$(1\bar{1}1)$

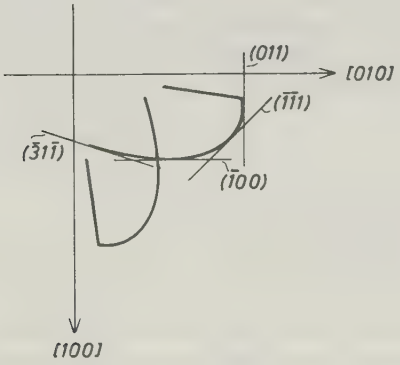


Abb.31: Ausschnitt aus Abb.7c, Seite 15, mit den das lappenförmige Gleitlinienmuster II einhüllenden Spuren von Gleitebenen.

Der andere Teil dieser lappenförmigen Aufschiebung parallel $[011]$ ergibt sich aus den übrigen Reaktionen zwischen den Versetzungen der "45°"- und "90°"-Gleitrichtungen. Die hieraus resultierenden Gleitrichtungen sind in Tab.8 zusammengefasst.

Tab.8: Gleitrichtungen der Versetzungen, die aus den Reaktionen zwischen den Versetzungen der "45°"- und "90°"-Gleitrichtungen hervorgehen.

Gleitrichtungen der Ausgangsversetzungen		Gleitrichtungen der resultierenden Versetzungen	Quadrant, in dem die Reaktionen stattfinden
"90°"	"45°"	"135°"	
$[110]$	$[01\bar{1}]$ $[10\bar{1}]$	$[101]$ $[011]$	I
$[\bar{1}10]$	$[\bar{1}0\bar{1}]$ $[01\bar{1}]$	$[011]$ $[\bar{1}01]$	II
$[\bar{1}\bar{1}0]$	$[0\bar{1}\bar{1}]$ $[\bar{1}0\bar{1}]$	$[\bar{1}01]$ $[0\bar{1}1]$	III
$[1\bar{1}0]$	$[10\bar{1}]$ $[0\bar{1}\bar{1}]$	$[0\bar{1}1]$ $[101]$	IV

Aus dieser Tabelle sieht man, daß auch die Reaktion zwischen den Versetzungen der $[\bar{1}0\bar{1}]$- und $[\bar{1}10]$-Gleitrichtungen zu Versetzungen mit BURGERS-Vektor a/2$[011]$ führen kann. Die aus dieser Reaktion hervorgehenden Gleitebenen sind $(31\bar{1})$, (100), $(1\bar{1}1)$ und $(0\bar{1}1)$. Diese liegen genau spiegelbildlich zu den Gleitebenen in Tab.7, mit (100) als Spiegelebene. Sie hüllen den im Quadranten II befindlichen Teil der lappenförmigen Aufschiebung parallel $[011]$ ein.

Auch die übrigen Reaktionen zwischen den Versetzungen der "45°"- und "90°"-Gleitrichtungen führen zu einer Umlenkung des Materialtransports von den primären in die sekundären Gleitrichtungen. Zu jeder Aufschiebungsrichtung gehören zwei (lappenförmige) Bereiche, in die aus voneinander getrennten Reaktionsräumen Material transportiert wird. Daß ohne Versetzungsreaktionen der Materialtransport in die sekundären Gleitrichtungen unterbleibt, folgt indirekt aus Eindruckversuchen von SMAKULA und KLEIN (41) an Tl(Br,J). In diesen Kristallen werden nur die primären Gleitsysteme beansprucht, die sekundären fehlen vollständig, weil in den Gleitsystemen $\{110\}/\langle 001\rangle$ dieses Kristalls Reaktionen unter den Versetzungen nicht möglich sind.

Insgesamt resultieren aus der Reaktion zwischen Versetzungen der "45°"- und "90°"-Gleitrichtungen vier Reaktions- bzw. Aufschiebungsräume, die sich um die vier "90°"-Gleitrichtungen gruppieren: z.B. reagieren im Quadranten I Versetzungen der $[1\bar{1}0]$-Gleitrichtung mit Versetzungen der $[10\bar{1}]$- bzw. $[01\bar{1}]$-Gleitrichtung. Es ergeben sich Versetzungen der $[011]$- bzw. $[\bar{1}01]$-Gleitrichtung, die in demselben Quadranten aufgeschoben werden. Entsprechendes gilt, wie Tab.8 zeigt, für die übrigen Reaktionen.

Die Reaktions- und Aufschiebungsräume sind im Gleitlinienmuster (Abb.7) deutlich zu erkennen: Jeweils zwei sich überkreuzende Aufschiebungslappen eines Quadranten sind durch relativ gleitlinienarme Bereiche parallel $\langle 100\rangle$ getrennt. Die Ätzbilder (Abbn.13 - 16) zeigen, daß die vier Reaktions- und Aufschiebungsräume von den schalenförmigen Ätzgrubenanordnungen hoher Dichte (Abb.17) eingehüllt werden. Dies deutet darauf hin, daß die Entstehung der vierschaligen Ätzgrubenanordnung mit den Versetzungsreaktionen zusammenhängt.

Man kann das Zustandekommen dieser Anordnungen folgendermassen erklären: Treffen zwei Versetzungshalbschleifen der "45°"- und "90°"-Gleitrichtung aufeinander, so reagieren sie in dem

Bereich, in dem sie parallel zueinander ausgerichtet sind, miteinander unter Bildung einer Versetzungslinie der "135°"-Gleitrichtung. An den Enden des Reaktionsbereichs bilden sich Versetzungsknoten, die unbeweglich sind, weil dort Versetzungen miteinander verknüpft werden, die verschiedenen Gleitsystemen angehören. Die Versetzungsknoten, die aus zahlreichen Reaktionen hervorgehen, verursachen die Ausbildung eines stabilen Versetzungsnetzwerks im Umkreis des Eindrucks.

Mit den beschriebenen Versetzungsreaktionen und dem dabei entstehenden Versetzungsnetzwerk kann nun schließlich auch das Zustandekommen des gesamten Gleitlinienmusters I und II erklärt werden. Dieses entsteht durch eine zeitliche Aufeinanderfolge von Reaktion, Aufschiebung, Quergleiten und Verfestigung. In einer ersten Phase werden durch Versetzungsreaktionen die Teile a des Gleitlinienmusters II (Abb.7) gebildet. Für jede Aufschiebungsrichtung gleiten die Schraubenkomponenten der aus den Reaktionen hervorgegangenen Versetzungen unter dem Spannungsfeld der Pyramide aufeinander zu (Quergleitung) und stellen eine Querverbindung zwischen den zusammengehörigen lappenförmigen Bereichen her. Hieraus ergibt sich das kleeblattförmige Gleitlinienmuster I. Mit zunehmender Verformung verdichtet sich das Versetzungsnetzwerk mehr und mehr, sodaß das Quergleiten der Schraubenversetzungen in dieser Richtung immer stärker behindert wird. Stattdessen bewegen sich die Versetzungen in Gleitflächen, die auf der Fläche (001) Spuren des Typs IIb hinterlassen.

V.3.2. Sprungbildung

Zwei sich kreuzende Versetzungslinien können nicht nur miteinander reagieren, sondern auch sogenannte Sprünge (engl. jogs) bilden.

Sprünge in Stufenversetzungen stellen ebenfalls Stufenversetzungen dar und zwar mit demselben BURGERS-Vektor. Im allgemeinen behindern Sprünge die Beweglichkeit von Stufenver-

setzungen, weil ihre Gleitebenen nicht zum aktiven Gleitsystem des Kristalls gehören. Dies gilt wegen des Büschelgleitens jedoch nicht für AgCl.

Anders verhält es sich dagegen bei Schraubenversetzungen. Etwaige in einer Schraubenversetzung vorhandene Sprünge haben vorwiegend Stufencharakter. Sie können entlang den Versetzungslinien ungehindert wandern. In Fortbewegungsrichtung der Schraubenversetzungen können sie sich jedoch nur mitbewegen, indem sie klettern. Da das Klettern von Stufenversetzungssegmenten nicht ohne Diffusion von Kristallbausteinen möglich ist, bewegen sich die Sprünge langsamer als die übrigen Teile der Versetzungslinie. Deshalb beult sich die Schraubenversetzung zwischen den Sprüngen aus und zieht diese hinter sich her (engl. jog-dragging). Dadurch entstehen an den Spitzen der Ausbeulungen je zwei entgegengesetzte Stufenversetzungen, die sich gegenseitig anziehen und unter Bildung von Leerstellen oder Zwischengitterionen parallel zueinander ausrichten (Abb.8). Durch das "jog-dragging" wird die Beweglichkeit der Schraubenversetzungen mehr oder weniger stark herabgesetzt. Verminderte Beweglichkeit und Diffusionsprozesse stehen in engem Zusammenhang mit Kriech- und Verfestigungsvorgängen. Deshalb dürfte die Sprungbildung bei der Diskussion von Härtemessungen eine gewisse Rolle spielen.

VI. Einfluß der Deformationsvorgänge auf die VICKERS-Härte

Die in Kap. III, Seite 5ff., beschriebenen Messungen ergaben eine Abhängigkeit der VICKERS-Härte von verschiedenen Versuchsparametern, insbesondere Last, Belastungsgeschwindigkeit und Verweildauer der Pyramide, sowie Versetzungsdichte des unbeanspruchten Materials. Es liegt nahe, diese Abhängigkeiten auf Wechselwirkungen zwischen den Versetzungen zurückzuführen. Z.B. ist die Zunahme der Härte mit wachsender Versetzungsdichte im unbeanspruchten Material (Abb.6) eine Folge verminderter Beweglichkeit der gleitenden Versetzungen. Je größer die Versetzungsdichte im unverformten Kristall ist, desto höher muß die Spannung sein, um die "Gleitversetzungen" durch den "Versetzungswald" hindurch zu bewegen.

Die Abhängigkeit der Härte von Belastungsgeschwindigkeit und Verweildauer der Pyramide (Abb.5) ist auf Kriecherscheinungen zurückzuführen. Wirkt z.B. die Pyramide mit einer bestimmten Last nur ganz kurz (= hohe Belastungsgeschwindigkeit und kleine Verweildauer) auf die Kristalloberfläche ein, so sind die mit Sprüngen behafteten Schraubenversetzungen schwer beweglich und tragen deshalb nur wenig zu den Verformungsvorgängen bei. Wird jedoch die Dauer der Belastung längere Zeit (z.B. 60s) aufrecht erhalten, so kriechen diese Versetzungen langsam durch den Kristall, wodurch unter sonst gleichen Versuchsbedingungen sich die Eindruckfläche vergrössert bzw. die Härte verringert. Entsprechend kann die Abnahme der Härte mit abnehmender Belastungsgeschwindigkeit der VICKERS-Pyramide gedeutet werden.

Schwieriger ist die überproportionale Zunahme der Eindruckfläche bzw. Abnahme der VICKERS-Härte mit der Last zu deuten. Da bei den Messungen eine konstante Belastungsgeschwindigkeit (1p/s) vorgegeben war, ist anzunehmen, daß der dadurch bedingte Zeitfaktor auch eine Rolle spielt: Bei 1 Pond Belastung wirkt die Pyramide nämlich nur 1 Sekunde lang auf

das Material ein, bei 50 Pond dagegen 50 Sekunden. Bei dieser unterschiedlichen Kontaktdauer können Kriecheffekte nicht ausgeschlossen werden. Da aber nach Abb.2 die Abhängigkeit der Härte von der Last bei kleinen Belastungen besonders ausgeprägt ist, müssen außer Kriecheffekten auch noch andere Einflüsse von Bedeutung sein.

Zu denken ist hierbei vor allem an die Verformungsart selbst. Um den Verformungsvorgang überhaupt in Gang zu bringen, muß die Pyramide nach dem Aufsetzen auf die Kristalloberfläche zuerst einmal Versetzungshalbschleifen erzeugen. Diese vervielfältigen sich bei weiterer Beanspruchung durch Quergleiten ihrer Schraubenkomponenten und tragen so zur weiteren Verformung bei. Gleichzeitig werden im Randbereich der sich mit der Belastung ständig vergrößernden Kontaktfläche zwischen Pyramide und Kristall weitere Versetzungshalbschleifen gebildet, die sich ebenfalls durch Mehrfach-Quergleiten vermehren. Mit zunehmender Anzahl der im Eindruckbereich erzeugten Versetzungshalbschleifen wird folglich der Verformungsvorgang immer mehr von Versetzungen getragen, die durch Vervielfältigungsprozesse entstanden sind. Bei AgCl erfordert die Erzeugung von Versetzungshalbschleifen an der Kristalloberfläche eine höhere Spannung als die Bewegung derselben durch den Kristall, NYE (42). Deshalb muß im Anfangsstadium des Eindruckvorgangs eine verhältnismäßig hohe Verformungsspannung aufgewendet werden. Je mehr sich dann mit zunehmender Belastung die vervielfachten Versetzungen am Verformungsvorgang beteiligen, desto niedriger ist die Spannung, die zur Erzeugung gleicher Verformungsbeträge benötigt wird.

Neben der Verformungsart könnte auch das Vorhandensein von Adsorptionsschichten eine gewisse Rolle spielen. Der Einfluß von Adsorptionsschichten auf das Festigkeitsverhalten von AgCl wurde von WESTWOOD, GOLDHEIM und PUGH (43) untersucht. Bringt man AgCl in eine wässrige Lösung, die positiv oder negativ geladene Komplexionen enthält, so zeigt das Material eine deutliche Abnahme der Plastizität. Zur Deutung

dieses Effekts wird angenommen, daß z.B. negativ geladene Komplexionen an der Kristalloberfläche adsorbiert werden. Unter dem Einfluß ihres elektrischen Feldes wandern dann relativ leicht bewegliche Ag^+-Zwischengitterionen an die Oberfläche, wodurch die darunter befindlichen, oberflächennahen Bereiche eine negative Überschußladung erhalten. Ag^+-Zwischengitterionen und die darunter befindlichen Leerstellen bilden eine elektrische Doppelschicht, die die Beweglichkeit der Versetzungen, insbesondere, wenn diese mit geladenen Sprüngen versehen sind, herabsetzt. Dadurch wird in einer dünnen Oberflächenschicht eine Verfestigung verursacht.

Nun werden zwar die Härtemessungen in der vorliegenden Arbei nicht an Kristallen vorgenommen, die sich in Lösungen befanden, wohl aber mußten sie vor Durchführung der Härtemessung mit chemischen Ätz- und Poliermitteln (KCN, $Na_2S_2O_3$, KBr) behandelt werden. Diese bilden mit Ag^+-Ionen hochwirksame Komplexionen wie $\left[Ag(CN)_2\right]^{1-}$, $\left[Ag(S_2O_3)_2\right]^{3-}$, $\left[Ag(S_2O_3)_3\right]^{5-}$ und Ag-Cl-Br-Komplexe.

Dringt eine VICKERS-Pyramide in eine so behandelte Oberfläche ein, so wird wegen der elektrischen Doppelschicht eine höhere Härte gemessen als für die schichtfreie Oberfläche. Mit zunehmender Belastung, d.h. wenn die Pyramide die Doppelschicht durchstossen hat, nimmt der Einfluß dieser Schicht immer mehr ab. Tatsächlich geht aus Abb.2 hervor, daß die Eindruckfläche nur bis zu Lasten von etwa 20 p überproportional zunimmt, bei größeren Lasten dagegen die Meßpunkte fast auf einer Geraden liegen.

Die VICKERS-Härte ist ein Maß für den Widerstand des Materials gegen bleibende (= plastische) Verformung. Diese Verformung setzt ein, wenn in den beanspruchten Gleitsystemen die kritische Schubspannung τ_o überschritten wird. Es ist abschließend zu prüfen, ob die gemessenen Härtewerte mit der kritischen Schubspannung zusammenhängen. Nach TABOR (44) sollte z.B. zwischen VICKERS-Härte H_v und mittlerer kriti-

scher Schubspannung $\bar{\tau}_o$ folgende einfache Beziehung erfüllt sein

$$H_v = c \cdot \bar{\tau}_o, \quad (c \approx 3). \tag{26}$$

Vergleicht man die in der Literatur angegebenen kritischen Schubspannungen mit den in dieser Arbeit ermittelten Härtewerten, so ergibt sich, daß letztere um ca. den Faktor 100 höher sind. Nach NYE et al. (42), KABLER et al. (45) und STEPANOW (46) liegt die kritische Schubspannung zwischen 5 und $10 \cdot 10^5$ N/m^2, die Härte dagegen zwischen 6 und $9 \cdot 10^7$ N/m^2.

Um die große Diskrepanz zu verstehen, ist es zweckmäßig, die Verformungsvorgänge beim Eindruckverfahren den Vorgängen bei einachsiger Zugverformung gegenüberzustellen. Kritische Schubspannungen werden nämlich im allgemeinen aus Zugversuchen ermittelt.

Ein plastischer Kristall erfährt unter einachsiger Zugbeanspruchung zuerst elastische Deformation. Mit Überschreiten der kritischen Schubspannung setzt plastische Verformung ein. Diese wird durch Versetzungen bewirkt, die unter dem Einfluß der Spannung von der Oberfläche in den Kristall hineinwandern, sich dort vermehren (z.B. durch FRANK-READ-Quellen oder Mehrfach-Quergleiten), Gleitbänder bilden und so Abgleitung verursachen. Wenn die Gleitbänder aufeinanderstossen und ihre Versetzungen miteinander in Wechselwirkung treten, beginnt das Material sich zu verfestigen. Ab hier muß die Spannung ständig erhöht werden, um weitere Verformung zu erreichen.

Bei den Härtemessungen beginnt die Verformung in dem Bereich, in dem die Pyramide aufgesetzt wird. Aufgrund des radialen Spannungsabfalls bilden sich hier mit zunehmender Verformung Zonen unterschiedlicher Verformungsgrade heraus: Die erste Zone unmittelbar unter dem Eindruck enthält stark verformtes und verfestigtes Kristallmaterial. Bei weniger plastischen

Kristallen wie Thenardit (Na_2SO_4) und den Alkalihalogeniden ist diese Zone vor allem durch beginnende Rissbildung ausgezeichnet, (3) und (4). Mit zunehmendem Abstand geht diese verfestigte Zone allmählich in eine zweite, plastisch verformte und schließlich in eine dritte, elastisch verformte über. Mit zunehmender Belastung dehnen sich diese Zonen immer weiter im Kristall aus.

Die Eindruckhärte umfasst also alle Verformungsstadien - die bei Kristallen unter einachsiger Zugbeanspruchung nach und nach durchlaufen werden - gleichzeitig. Da die Pyramide immer nur über sich verfestigendes Material auf den Kristall einwirken kann, benötigt man für die Verformung eine Schubspannung, die wesentlich höher ist als die kritische Schubspannung τ_o.

VII. Zusammenfassung

Die VICKERS-Härte der (001)-Fläche von AgCl-Einkristallen wurde in Abhängigkeit von verschiedenen Versuchsparametern (Last, Belastungsgeschwindigkeit, Verweildauer, Versetzungsdichte) gemessen. Es ergab sich, daß die Härte keine Materialkonstante ist, sondern mit Last und Verweildauer abnimmt, bzw. mit Belastungsgeschwindigkeit und Versetzungsdichte zunimmt. Zudem weichen die Eindruckformen von der quadratischen Grundform der VICKERS-Pyramide deutlich ab.

Um die gefundenen Abhängigkeiten zu verstehen, wurden die Verformungsvorgänge beim Eindringen der VICKERS-Pyramide in die Kristalloberfläche untersucht. Die Gleitlinienstrukturen im Eindruckbereich wurden mit dem Differential-Interferenz-Kontrast-Verfahren analysiert und mit Materialaufschiebungen längs definierter Gleitrichtungen gedeutet. Die von der quadratischen Grundform abweichenden Umrisslinien der Eindrücke werden durch den Schnitt der Pyramide mit dem aufgeschobenen Material verursacht.

Verformungsvorgang und Materialtransport konnten unter Berücksichtigung des Büschelgleitens parallel $\langle 110 \rangle$ gedeutet werden. Zwei Teilprozesse sind zu unterscheiden: Im ersten Teilprozess wird das Kristallmaterial parallel den "primären" Gleitrichtungen $[10\bar{1}]$, $[01\bar{1}]$, $[\bar{1}0\bar{1}]$, $[0\bar{1}\bar{1}]$ und $[\bar{1}10]$, $[\bar{1}\bar{1}0]$, $[1\bar{1}0]$ in den Kristall hineingeschoben, im zweiten parallel den "sekundären" Gleitrichtungen $[101]$, $[011]$, $[\bar{1}01]$, $[0\bar{1}1]$ an die Kristalloberfläche verdrängt.

Die Verformungsvorgänge wurden versetzungstheoretisch diskutiert. Durch chemisches Anätzen und spannungsoptische Untersuchungen konnten die Versetzungsanordnungen im Eindruckbereich sichtbar gemacht und gedeutet werden. Sowohl die Materialaufschiebung längs den "sekundären" Gleitrichtungen als auch die beobachteten Gleitlinienmuster gehen aus Versetzungsreaktionen und den aus diesen sich ergebenden Verfestigungen hervor.

Die Abhängigkeit der VICKERS-Härte von der Last und anderen Versuchsparametern kann durch das Zusammenwirken folgender Faktoren erklärt werden: erstens, durch Wechselwirkungen zwischen Versetzungen, die zu einer Verminderung der Versetzungsbeweglichkeit führen; zweitens durch den Unterschied in der Spannung, die benötigt wird, um Versetzungshalbschleifen an der Kristalloberfläche zu erzeugen, bzw. die erzeugten, durch Mehrfach-Quergleiten vervielfachten Versetzungen durch den Kristall zu bewegen; drittens, durch Adsorption hochwirksamer Komplexionen (bei der chemischen Ätzpolitur), die das Gleiten der Versetzungen in der Oberfläche behindert.

Es existiert keine einfache Beziehung zwischen der Eindruckhärte und der kritischen Schubspannung eines Materials, da die Eindruckhärte ein Mittel über sämtliche Verformungsstadien (elastische und plastische Verformung, Verfestigung, Bruch) darstellt.

Herrn Professor Dr. Wolf v. Engelhardt und Herrn Professor Dr. Werner Bayh möchte ich an dieser Stelle für die Anregung und Überlassung des sehr interessanten Themas und die wertvollen Hinweise und Ratschläge herzlich danken. Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr. Werner Bayh für die gründliche Diskussion meiner Arbeit.

Für die Anfertigung der Photos bin ich Frau Christa Eisenhardt sehr dankbar.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit. Außerdem wurde meine Arbeit nach dem Graduierten-Förderungsgesetz gefördert - auch hierfür mein besonderer Dank!

VIII. Literaturverzeichnis

(1) F. KICK: Das Gesetz der proportionalen Widerstände und seine Anwendung.
édition Felix, Leipzig 1885.

(2) W. v. ENGELHARDT und S. HAUSSÜHL: Festigkeit und Härte von Kristallen.
Fortschr. Mineral. 42(1), 5-49, 1965.

(3) D. BRONS: Diplomarbeit, Tübingen 1968.

(4) B. BRAUNE: Diplomarbeit, Tübingen 1970.

(5) H. BÜCKLE: Mikrohärteprüfung und ihre Anwendung.
Berliner Union, Stuttgart 1965.

(6) B.W. MOTT: Die Mikrohärteprüfung.
Berliner Union, Stuttgart 1957.

(7) S. ZERFOSS und J.W. DAVISSON: Science 122, 31-2, 1955.

(8) L. AINSWORTH: J. Soc. Glass Technol. 38, 479T-500T, 1954.

(9) W. LANG: ZEISS-Informationen
70, 114-20, 1968 und 71, 12-6, 1969.

(10) J. GAHM: ZEISS-Informationen 62, 120-7, 1966.

(11) J.F. NYE: Proc. Roy. Soc. London A 198, 190-204, 1949
und A 200, 47-66, 1949.

(12) M.J. BUERGER: Amer. Miner. 15, 174-87 u. 226-38, 1930.

(13) H. MÜLLER: Amer. Miner. 16, 237-49, 1931.

(14) J.J. GILMAN: Acta Met. 7, 608-13, 1959
und Progr. Ceram. Sci. 1, 146-97, 1961.

(15) J.J. GILMAN und W.G. JOHNSTON: Solid State Physics 13,
147-222, 1962.

(16) T.O. MULHEARN: J. Mech. Phys. Solids 7, 85-96, 1959.

(17) D. TABOR: Rev. Phys. Tech. 1, 145-79, 1970.

(18) A. SEEGER: Kristallplastizität. Handbuch der Physik von S. FLÜGGE, VII,2, Springer-Verlag, 1958.

(19) A.A. PREDVODITELEV, V.N. ROZHANSKII und V.M. STEPANOWA: Sov. Phys. - Cryst. 7, 330-4, 1962.

(20) W.L. BOND und J. ANDRUS: Phys. Rev. 101, 1211, 1956.

(21) V.L. INDENBOM und G.E. TOMILOVSKII: Doklady Akad. Nauk SSSR 123, 673-6, 1958.

(22) L.S. MILEVSKII: Sov. Phys. - Solid State 4, 1433-4, 1962.

(23) V.I. NIKITENKO und L.M. DEDUKH: Phys. Stat. Solidi (a) 3, 383, 1970.

(24) V.L. INDENBOM: Plasticity of Crystals, 105-46, Consult. Bureau N.Y. 1962.

(25) F. POCKELS: Lehrbuch der Kristalloptik, Teubner, 1906.

(26) J.F. NYE: Physical Properties of Crystals, Oxford, Clarendon Press, 1957.

(27) G.N. RAMACHANDRAN und S. RAMASESHAN: Crystal Optics, Handbuch der Physik von S. FLÜGGE XXV, 1, S. 202 ff., Springer-Verlag, 1961.

(28) L.E. GOODMAN und J.G. SUTHERLAND: J. appl. Phys. 24, 577-84, 1953.

(29) K.G. BANSIGIR und K.S. IYENGAR: Acta Cryst. 14, Teil I: 670-4, Teil II: 727-32, 1961.

(30) D. ARENBERG: J. appl. Phys. 21, 941, 1950.

(31) W.T. READ: Dislocations in Crystals, McGraw-Hill, London, 1953.

(32) A.H. COTTRELL: Dislocations and Plastic Flow in Crystals, Oxford University Press, 1953.

(33) J.C.M. LI: Electron Microscopy and Strength of Crystals, 713-79, Interscience, Wiley, 1963.

(34) S. MENDELSON: J. appl. Phys. 32, 1999-2004, 1961.

(35) D. HULL: Introduction to Dislocations, Int. Series on Materials Science & Technology, 16, Pergamon Press, 1975.

(36) I.W. OBREIMOW und L.W. SCHUBNIKOFF: Z. Physik 41, 907, 1927.

(37) M.G. MILLER: Thesis, University of North Carolina, 1961.

(38) B.H. KEAR, A. TAYLOR und P.L. PRATT: Phil. Mag. 4, 665-72, 1959.

(39) J.T. BARTLETT und J.W. MITCHELL: Phil. Mag. 5, 799-802, 1960.

(40) M.T. SPRACKLING: The Plastic Deformation of Simple Ionic Crystals, Acad. Press Inc. London, 1976.

(41) A. SMAKULA und M.W. KLEIN: Phys. Rev. 84, 1043, 1951.

(42) J.F. NYE, R.D. SPENCE und M.T. SPRACKLING: Phil. Mag. 2, 772-6, 1957.

(43) A.R.C. WESTWOOD, D.L. GOLDHEIM und E.N. PUGH: Phil. Mag. 15, 105-20, 1967.

(44) D. TABOR: The Hardness of Metals, Clarendon Press, Oxford, 1951.

(45) M.N. KABLER, M.G. MILLER und L.M. SLIFKIN: J. appl. Phys. 34, 1953-7, 1963.

(46) A.W. STEPANOW: Physik. Z. Sowjetunion 6, 312-5, 1934 und 8, 25-40, 1935.

Lebenslauf

Am 11.Okt.1940 wurde ich als Tochter des Augenarztes Dr.med. Hilari Brons und seiner Ehefrau Inge, geb. v. Kapff, in Tübingen geboren.

Die Grundschule besuchte ich ab Herbst 1946 in Tübingen. 1948 zogen wir nach Dortmund. Dort legte ich 1961 am Neusprachlichen Käthe-Kollwitz-Gymnasium das Abitur ab.

Im Sommersemester 1961 begann ich in Tübingen mit dem Studium der Mineralogie. Die Vorprüfung zur Diplomprüfung legte ich im Wintersemester 1963/64 ab. Das Sommersemester 1964 verbrachte ich an der Universität Zürich. Anschließend setzte ich das Studium an der Universität Tübingen fort.

1968 schloß ich meine Diplomarbeit über das Thema "Einfluß der Kristallanisotropie auf VICKERS-Härte und Schleiffestigkeit" ab. Januar 1969 legte ich die Diplomprüfung in Mineralogie mit den Nebenfächern Chemie und Geologie ab.

Danach begann ich an demselben Institut meine Dissertation über das Thema "Plastische Verformung auf (001)-Flächen von Silberchlorid bei Härtemessungen mit einer VICKERS-Pyramide" unter der Anleitung von Herrn Professor Dr. W. v. Engelhardt und Herrn Professor Dr. W. Bayh. Von 1971 bis 1973 war ich an diesem Institut als wissenschaftliche Mitarbeiterin angestellt.

Seit 1975 bin ich berufstätig. Bis März 1977 war ich als Angestellte in der Dokumentation der Neurologischen Klinik, Tübingen, tätig. Von April 1977 bis November 1981 habe ich als wissenschaftliche Hilfskraft bzw. als wissenschaftliche Angestellte am Institut für Gerichtliche Medizin, Tübingen, in der chemisch-toxikologischen Abteilung bei der Analytik von Arznei- und Giftstoffen aus biologischem Untersuchungsmaterial mitgearbeitet.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren und Dozenten Dres.:

in Mineralogie: Arndt, Bayh, Dachs, v. Engelhardt, Füchtbauer, Haussühl, Lippmann, G. Müller, Pichler, Puchelt, Schock, Stöffler, Weiskirchner, Zürich: Burri, Laves, A. Niggli,

in Chemie: Bues, E. Müller, Rüdorff,

in Geologie: Einsele, Hiller, Seilacher, Schindewolf, Schönenberg,

in Physik: Krüger, Möllenstedt, Mühleisen,

in Mathematik: Schweizer.